



Modelaje de la Distribución Espacial del Flujo de Neutrones Emitido Desde el Núcleo de un Reactor Nuclear TRIGA

Trabajo para optar al grado de:

Físico

por:

Laura Ximena González Puin

Director:

Dr. S. Agustín Martínez Ovalle

Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia

Facultad de Ciencias Básicas, Escuela de Física

Tunja (Boyacá), Colombia

2014

*Mucho mejor atreverse hacer cosas grandes, a obtener triunfos
gloriosos, aun cuando matizados con fracasos; que formar en las filas de aquellos pobres de
espíritu que ni gozan mucho ni sufren mucho porque viven en el crepúsculo gris que no conoce la
victoria ni la derrota.*

Theodore Roosevelt

Agradecimientos

Este trabajo representa el fin de una gran etapa de mi vida; quizás la más importante, llena de retos, dificultades y logros propuestos y el comienzo de un nuevo ciclo de muchos sueños y expectativas. En primer lugar quiero dedicar este triunfo a mi hija Valentina, por ser el motor de mi vida, por ser mis ganas de luchar, de seguir adelante, de vivir, sin ella este esfuerzo no hubiese sido posible. Gracias por soportar largas horas sin mi compañía, por esperarme y amarme. A mis padres Marcos y Olga, les agradezco por su apoyo incondicional, su ayuda, colaboración, motivación para salir adelante y sobre todo por darme fuerza cada vez que pensaba desfallecer. A mis hermanos Lady y Juancho, por ayudarme con mi hija en los momentos que más lo necesitaba y en general a toda mi familia por querer que saliera victoriosa de esta batalla que me puso la vida. Agradezco a mi director, Ph.D S. Agustín Martínez Ovalle, por su apoyo y colaboración, en el desarrollo de este trabajo, gracias por sus sugerencias para enseñarme hacer las cosas bien. Al Ph.D Héctor Rene Vega Carrillo, por sus consejos y colaboraciones con el trabajo, de la misma forma agradezco al Servicio Geológico Colombiano y en especial a Adrián Hernández, por su gentileza y ayuda para la elaboración de este proyecto. Al Grupo FINUAS, le agradezco su acogida y momentos inolvidables de trabajo, risas y alegrías. A cada uno de sus integrantes les doy las gracias porque aprendí mucho de ustedes, en especial al Ph.D Faustino, Jairo, Sebastián, Oscar y Héctor. Son muchas las personas a las que me gustaría agradecer por su apoyo, amistad, ánimo y compañía porque sin su colaboración este trabajo no hubiese sido posible. Algunos están acá conmigo y otros los llevo en mi corazón y donde quiera que se encuentren si llegan a leer estas palabras les doy las gracias por todo lo que me brindaron.

Índice General

Agradecimientos	III
Introducción	IX
1. Física de Neutrones	1
1.1. Clasificación de los neutrones	1
1.2. Fuentes de neutrones	2
1.2.1. Fisión espontanea	2
1.2.2. Reacciones con partículas Alfa (α).	2
1.2.3. Reacciones con rayos Gamma (γ)	3
1.2.4. Reacciones de fisión	3
1.3. Interacción de neutrones con la materia	4
1.3.1. Dispersión elástica	4
1.3.2. Dispersión inelástica	5
1.3.3. Captura	5
1.3.4. Captura radiativa	5
1.3.5. Reacciones que producen partículas cargadas	5
1.3.6. Reacciones que producen neutrones	5
1.4. Moderación de neutrones	5
1.5. Atenuación de neutrones	13
1.6. Fisión nuclear	15
1.6.1. Fragmentos de fisión	17
1.6.2. Productos de fisión	17
1.6.3. Secciones eficaces de fisión	18

2. Código MCNP	20
2.1. Estructura del fichero de entrada de MCNP	20
2.2. Unidades utilizadas por MCNP	21
2.3. Especificaciones de la geometría	21
2.3.1. Superficies	21
2.3.2. Celdas	21
2.3.3. Especificaciones de los materiales	23
2.3.4. Especificaciones de la fuente	23
2.4. Estimadores (<i>tally</i>) en MCNPX	25
2.5. Transporte de neutrones en MCNPX	26
3. Reactores Nucleares de Fisión	29
3.1. Tipos de Reactores Nucleares	29
3.2. Reactor nuclear TRIGA IAN-R1 Colombia	30
3.2.1. Características del reactor nuclear IAN-R1	30
3.2.2. Fuente de neutrones usada por reactor nuclear IAN-R1	30
3.2.3. Núcleo del reactor	31
3.2.4. Blindaje biológico	35
4. Análisis de Resultados	37
5. Conclusiones	55
Bibliografía	57

Índice de Figuras

1-1. Esquema de la interacción de neutrones con la materia.	4
1-2. Dispersión elástica por colisión entre un neutrón y un núcleo. Sistemas de referencia laboratorio (a) y centro de masa (b).	6
1-3. Esquema del proceso de Fisión Nuclear	16
1-4. Distribución másica de fragmentos de fisión para fisión termal de ^{235}U , Krane K.S.,(1988).	17
1-5. Sección eficaz de fisión para ^{235}U y ^{238}U , Krane K.S, (1988)	19
3-1. Espectro $^{239}\text{PuBe}$	31
3-2. Núcleo del reactor nuclear IAN-R1 Colombia	32
3-3. Esquema de la barra de combustible UZrH	33
3-4. Elemento combustible estándar de los reactores TRIGA, Fouquet <i>et al.</i> , (2003).	33
3-5. Esquema núcleo del reactor nuclear TRIGA IAN-R1 Colombia	34
3-6. Esquema del blindaje biológico del reactor nuclear TRIGA IAN-R1 Colombia	35
3-7. Corte transversal de la geometría del reactor y el blindaje biológico y componentes.	36
4-1. Geometría de la piscina del Reactor Triga-Colombia, usada para MCNPX.	38
4-2. (a) Ajuste exponencial a la variación de la fluencia de neutrones con la distancia. (b) Ajuste exponencial a la variación de la dosis absorbida debida a neutrones como función de la distancia.	40
4-3. Espectros de neutrones moderados por la fuente $^{239}\text{PuBe}$ en agua sobre el eje Z para 46.4 cm, 76.4 cm, 106.4 cm, 136.4 cm, 166.4 cm, 196.4 cm, 226.4 cm	41
4-4. Espectros de neutrones producidos por la fuente $^{239}\text{PuBe}$ en agua sobre celdas cilíndricas de radios $r= 15.3\text{ cm}$ a 45.3 cm	43

4-5. Espectros del $^{239}\text{PuBe}$ moderado por agua.	44
4-6. Geometría núcleo del reactor	44
4-7. Modelo completo del reactor Triga-Colombia.	45
4-8. Distribución de los neutrones en torno al núcleo del reactor.	46
4-9. Ajuste exponencial a la variación radial de la fluencia de neutrones (a) y (b) ajuste exponencial a la variación radial de la dosis absorbida debida a neutrones con la distancia barras abajo.	49
4-10. Ajuste exponencial a la variación radial de la fluencia de neutrones (a) y (b) ajuste exponencial a la variación radial de la dosis absorbida debida a neutrones con la distancia barras arriba.	50
4-11. Espectro de fluencia radial de neutrones.	51
4-12. Fluencia de neutrones barras arriba y abajo.	52
4-13. Fluencia de neutrones calculados sobre el eje Z. (a) 21.76 cm (b) 141.76 cm, (c) 291.76 cm, (d) 411.76 cm.	53
4-14. Espectro de fluencia en puntos exteriores de la instalación.	54

Índice de Tablas

1-1. Propiedades de algunas fuentes (α , n).	3
1-2. Características de materiales moderadores, por dispersión elástica	12
1-3. Valores de poder de moderación y razón de moderación de algunos elementos	13
1-4. Distribución media de energía de los productos de fisión producidos por ^{235}U , Turner J.E., (1995).	18
2-1. Descripción de superficies en MCNP.	22
2-2. Variables del comando SDEF utilizado para MCNPX.	24
2-3. Algunos de los tipos de tallies disponibles en MCNPX.	25
4-1. Valores de fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en función de la distancia de la fuente a la celda de cálculo.	39
4-2. Factores de ajuste exponencial de la fluencia y dosis absorbida debida a neu- trones en función de la distancia.	41
4-3. Valores de fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en función de la distancia del núcleo a la celda de cálculo en las configuraciones Barras arriba y Barras abajo.	47
4-4. Factores de ajuste exponencial de la Fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en función de la distancia barras abajo.	48
4-5. Factores de ajuste exponencial de la Fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en función de la distancia barras arriba.	49

Introducción

En el año 1932, James Chadwick, descubrió la existencia de los neutrones; componentes del núcleo atómico, lo que hizo a su vez posible el descubrimiento de la fisión nuclear. Los neutrones pueden ser producidos, con una intensidad específica y una distribución de energía particular desde reactores nucleares, aceleradores de partículas y por fuentes isotópicas. Dependiendo de cómo se producen los neutrones, su distribución de energía oscila desde unas pocas décimas de electrón Voltio (eV) hasta varios Giga electrón Voltios (GeV). Vega Carrillo *et al.*, (2002); Vega Carrillo *et al.*, (2009); Carrillo *et al.*, (2009).

El primer reactor nuclear de fisión funcionó en la Universidad de Chicago (Estados Unidos), en 1942. En la tecnología de producción de neutrones por fisión nuclear, consiguiendo una reacción en cadena, que conduce a la producción masiva de nuevos neutrones. Esta tecnología ha traído grandes beneficios a la humanidad. Actualmente, los reactores nucleares se clasifican dependiendo su uso en: Reactores de potencia para la generación de energía y para uso militar, por ejemplo en la propulsión de naves marinas y Reactores de investigación, para análisis experimentales por activación neutrónica, producción de radioisótopos para tratamientos médicos, producción de radioisótopos para aplicaciones geofísicas, entre otros. Detalles específicos sobre características y aplicaciones de los reactores mencionados son ampliamente descritas por Huda *et al.*, (2006), Jaćimović *et al.*, (2002), Khan *et al.*, (2011), Khattab *et al.*, (2009).

Los reactores de investigación son muy populares y de especial interés, dada la utilidad, versatilidad y control que puede tenerse sobre estas instalaciones, ya que en su mayoría son de baja potencia. Distribuidos entre 56 países, hoy existe un número de 241 reactores de investigación operando en el mundo. Colombia cuenta con un reactor de investigación ubicado en

el Servicio Geológico Colombiano. Es un reactor tipo Training, Research, Isotopes, General Atomics (TRIGA) de piscina y opera a una potencia máxima de 30 kW, el cual será referido en este documento como TRIGA-Colombia. El reactor TRIGA-Colombia fue donado en 1965 por los Estados Unidos de América, como parte del programa "Átomos para la Paz". Fue totalmente modernizado en la década de los 90 y en el año 2012 fue modernizado todo su sistema electrónico

Las medidas experimentales de los neutrones producidos en un reactor son difíciles de obtener, pues los sistemas de medición no responden con fiabilidad a este tipo de partículas, Martínez *et al.*, (2011). Una alternativa para la caracterización de los haces de neutrones producidos en un reactor, han sido hechos mediante Monte Carlo, cuyos resultados han sido consistentes con medidas experimentales hechas en estas instalaciones, Zachary *et al.*, (2010), Yavar *et al.*, (2012), Bakkari *et al.*, (2010), Huda *et al.*, (2004), Khan *et al.*, (2011). Se destacan de estos estudios, los resultados obtenidos mediante la aplicación del código MCNP (Monte Carlo N Partículas), Pelowitz (2005).

Entre los parámetros importantes de un reactor nuclear están el factor de multiplicación efectivo, la reactividad, la distribución espacial, y el espectro de los neutrones, en los espacios de irradiación, dentro y fuera del núcleo del reactor, así como los valores de la dosis equivalente ambiental en puntos ubicados fuera del blindaje biológico, Vega Carrillo *et al.*, (2012). La potencia de los reactores de investigación está directamente relacionada con la capacidad del núcleo, el que está diseñado para producir un cierto número de fisiones que son controladas mediante la inserción de barras de boro. En este trabajo se estudiará, utilizando el código MCNP basado en el método Monte Carlo y utilizando las características del reactor de investigación tipo TRIGA-Colombia, el espectro de fluencia de los neutrones emitidos desde el núcleo del reactor, vía fisión nuclear proveniente de la fuente de Pu-Be encargada de dar inicio al reactor.

Particularmente, este trabajo brinda la oportunidad de obtener y describir un conocimiento más detallado de la física involucrada en la operación del reactor nuclear TRIGA-Colombia, celebrando así una colaboración entre el Instituto Geológico Colombiano y la UPTC.

1 Física de Neutrones

Desde el descubrimiento del neutrón, la importancia en el campo de la física nuclear ha crecido notablemente, existiendo hoy en día un gran interés por los conceptos, métodos y aplicaciones desarrolladas en esta área. Los neutrones por ser partículas pesadas carentes de carga tienen propiedades que los hacen muy interesantes y de gran importancia en la ciencia y tecnología contemporáneas. Los neutrones por si solos se emplean como instrumento de investigación, por las reacciones de desintegración en cadena de materiales fisibles que constituyen la aplicación más relevante del neutrón tanto es su aspecto militar como en el desarrollo industrial para la producción de energía eléctrica, Lamarsh J.R., (1972). El funcionamiento de los reactores nucleares depende fundamentalmente de la manera en que los neutrones interactúan con los núcleos atómicos, por lo tanto es necesario conocer la naturaleza de sus interacciones con el medio. En este capítulo se describen algunos aspectos relacionados con la física de neutrones. Se incluye la clasificación de los neutrones por su energía, los diferentes mecanismos para su generación, las principales formas de interacción de los neutrones con el medio, y además, se introducen conceptos teóricos relacionados con la moderación de neutrones, la atenuación de neutrones y la fisión nuclear como mecanismo fundamental para el funcionamiento de reactores nucleares.

1.1. Clasificación de los neutrones

Los neutrones suelen clasificarse según el rango de energía así: Neutrones térmicos con energías comparables con la energía de agitación térmica, $E \simeq kT = 0,025$ eV, neutrones intermedios o epitermicos que tienen un rango de energías comprendido entre 0.4 eV-200 keV, neutrones rápidos que van desde 200 KeV a 10 MeV y por último se encuentran los neutrones relativistas que son aquellos cuya energía es mayor a 10 MeV , Turner J.E., (1995).

1.2. Fuentes de neutrones

Los neutrones se originan en forma natural como subproducto de los rayos cósmicos y de forma artificial mediante fuentes isotópicas, en aceleradores de partículas y en reactores nucleares. En un reactor nuclear los neutrones se producen mediante reacciones nucleares de fisión. La distribución de la energía de este tipo de neutrones, o el espectro, se extiende desde unos pocos keV hasta más de 10 MeV .Turner J.E., (1995).

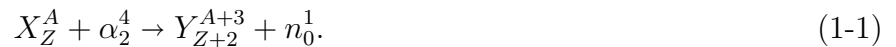
Existen varios mecanismos por los cuales se generan los neutrones: Por fisión espontánea, mediante reacciones nucleares con partículas alfa (α), reacciones con rayos gamma (γ) y reacciones de fisión nuclear. En forma detallada estos mecanismos se describen brevemente a continuación.

1.2.1. Fisión espontanea

se caracteriza por la ruptura del núcleo sin necesidad de un agente externo, produciendo neutrones rápidos. Existen pocos nucleídos que presentan fisión espontanea, se destacan las fuentes de Californio (^{252}Cf). Una de las más usadas como fuente de neutrones para el arranque en centrales nucleares, como fuentes de calibración y de irradiación.

1.2.2. Reacciones con partículas Alfa (α).

Este tipo de fuentes se construye mezclando un emisor de partículas α y un medio que sirve como blanco. Las partículas α interactúan con los núcleos del blanco mediante reacciones nucleares Alfa-Neutron (α, n), el cual responde a la expresión (1-1).



Un ejemplo de este tipo de reacciones se muestra en la expresión (1-2).



En la **Tabla 1-1**, se muestran algunas de las fuentes (α, n) más utilizadas.

Tabla 1-1: Propiedades de algunas fuentes (α , n).

Fuente	E_α (MeV)	Vida media fuente (τ)
$^{210}\text{Po}/\text{Be}$	5.30	138.3 días
$^{226}\text{Ra}/\text{Be}$	4.78, 4.59	1.622×10^3 años
$^{239}\text{Pu}/\text{Be}$	5.15, 4.59	2.24×10^4 años
$^{241}\text{Am}/\text{Be}$	5.48, 4.59	4.60×10^2 años

1.2.3. Reacciones con rayos Gamma (γ)

Algunos radioisótopos emisores de rayos γ son utilizados para producir neutrones al interactuar con un material el cual sirve como blanco, estos rayos γ interactúan con los núcleos del blanco emitiendo así neutrones. A este tipo de fuentes de neutrones se les denomina fotoneutrónicas. En este tipo de fuentes los rayos γ depositan una energía superior a la energía de ligadura de los neutrones. Este mecanismo se denota como reacciones nucleares Gamma-Neutron (γ , n) y responde a la reacción que se muestra en la expresión (1-3).

$$X_Z^A + \gamma_0^0 \rightarrow X_Z^{A-1} + n_0^1. \quad (1-3)$$

En la expresión (1-4) se muestra un ejemplo de este tipo de fuentes.

$$\text{Be}_4^9 + \gamma_0^0 \rightarrow \text{Be}_4^8 + n_0^1. \quad (1-4)$$

1.2.4. Reacciones de fisión

Este mecanismo es la base del funcionamiento de reactores nucleares, usan neutrones que a su vez producen más neutrones mediante la fisión de núcleos pesados físi les.

1.2.4.1. Fuentes de neutrones en reactores nucleares

En los reactores nucleares de fisión se encuentran dos tipos de fuentes neutrónicas las cuales se dividen en: fuentes neutrónicas *intrínsecas* y fuentes neutrónicas *externas*. Las fuentes intrínsecas o naturales son nucleídos emisores de neutrones los cuales se generan debido al

fisión nuclear que existe dentro del reactor nuclear. Las fuentes externas emiten neutrones, estas son introducidas para dar inicio a las fisiones dentro del reactor nuclear. Usualmente en los reactores nucleares de investigación utilizan como fuente externa fuentes del tipo (α, n) como el $^{241}\text{AmBe}$ o el $^{239}\text{PuBe}$, la cual es usada en este trabajo.

1.3. Interacción de neutrones con la materia

Existen diversas formas de interacción de los neutrones con la materia. En la **Figura 1-1** se muestra un esquema de las principales formas en que los neutrones interactúan con la materia donde se observa la división de la emisión de neutrones y la absorción de neutrones así como las reacciones nucleares que puedes producirse en cada caso.

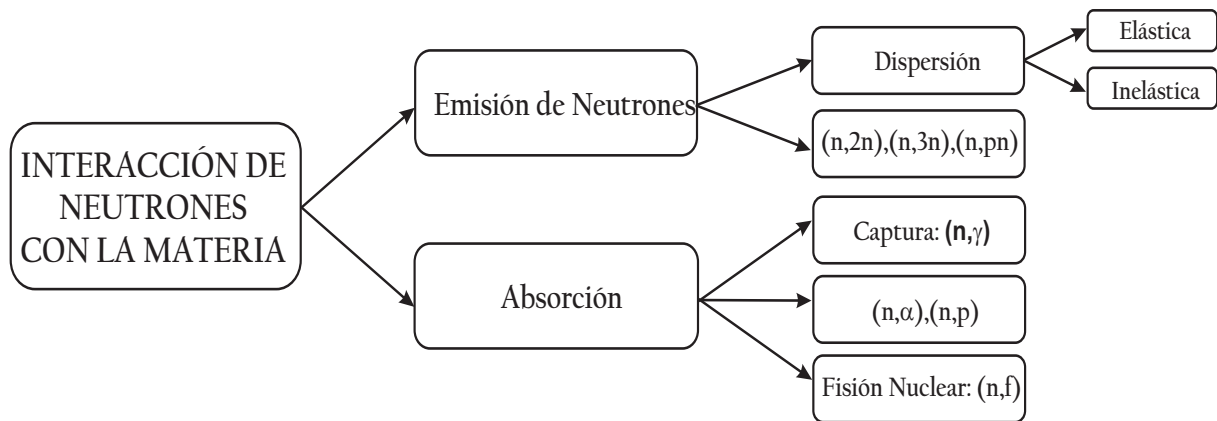


Figura 1-1: Esquema de la interacción de neutrones con la materia.

1.3.1. Dispersión elástica

En es este proceso el neutrón interactúa con los núcleos del medio preferiblemente con nucleos de masa similar a la del neutron (H o materiales ricos en H como agua o parafina), cediendo parte de su energía cinética, pero el núcleo blanco queda en su estado fundamental. Este proceso es el principal mecanismo de moderación de energía de los neutrones rápidos.

1.3.2. Dispersión inelástica

Este proceso es idéntico al de dispersión elástica excepto que el núcleo queda en un estado excitado, el cual decae por la emisión de rayos γ u otro tipo de radiación.

1.3.3. Captura

En esta interacción el neutrón es capturado y el núcleo queda en estado excitado. Dentro de este grupo la captura da lugar a diferentes productos.

1.3.4. Captura radiativa

Es la reacción más común en neutrones térmicos en la que un foton gamma de 0.025 eV es emitido tras la captura de un neutrón térmico. En este tipo de reacciones el neutrón es capturado por los núcleos del entorno formando un núcleo compuesto que queda en estado excitado. A su vez el núcleo excitado decae por emisión de rayos γ . Los núcleos producto son generalmente radiactivos y son emisores γ o partículas beta (β).

1.3.5. Reacciones que producen partículas cargadas

El neutrón es capturado por el medio y como resultado de la captura se emiten partículas cargadas como: α , p, deuterón, tritio. Estas reacciones ocurren generalmente con neutrones cuya energía varía desde algunos eV hasta varios keV.

1.3.6. Reacciones que producen neutrones

Las reacciones del tipo (n, n') , $(n, 2n)$ y $(n, 3n)$ ocurren generalmente con neutrones rápidos.

1.4. Moderación de neutrones

De la fisión que ocurre entre los neutrones de la fuente de arranque de un reactor y el combustible que este utiliza, son emitidos neutrones con un amplio espectro energético que se encuentran con el material moderador principalmente H_2O . Este material se caracteriza por que la mayoría de las interacciones de los neutrones con este medio son colisiones elásticas,

mediante las cuales el neutrón va perdiendo energía. Durante el proceso de moderación los neutrones pierden energía hasta que alcanzan el equilibrio térmico con el medio. A partir de este instante los neutrones se transportan por el medio hasta que son absorbidos.

La moderación de neutrones es el proceso por el cual los neutrones al interactuar con un medio material ceden parte de su energía cinética, mediante colisiones elásticas principalmente y un poco menos inelásticas, esto es, los neutrones pierden velocidad sin absorción aparente. Entre menor sea la energía del neutrón mayor será la probabilidad de que el neutrón sea absorbido por los núcleos del medio. Para los fines prácticos el proceso importante en la moderación es la dispersión elástica entre los neutrones y los núcleos. La dispersión inelástica, provocada por los núcleos de masa media y alta tiene importancia para los neutrones con energía superior a 1 MeV, pero por debajo de esta energía es prácticamente despreciable. Por consiguiente y para simplificar el problema solo se tendrá en cuenta el choque elástico con núcleos ligeros. Resolviendo las ecuaciones de conservación de energía y de cantidad de movimiento del neutrón antes y después de la colisión, puede determinarse la cantidad de energía perdida en una colisión.

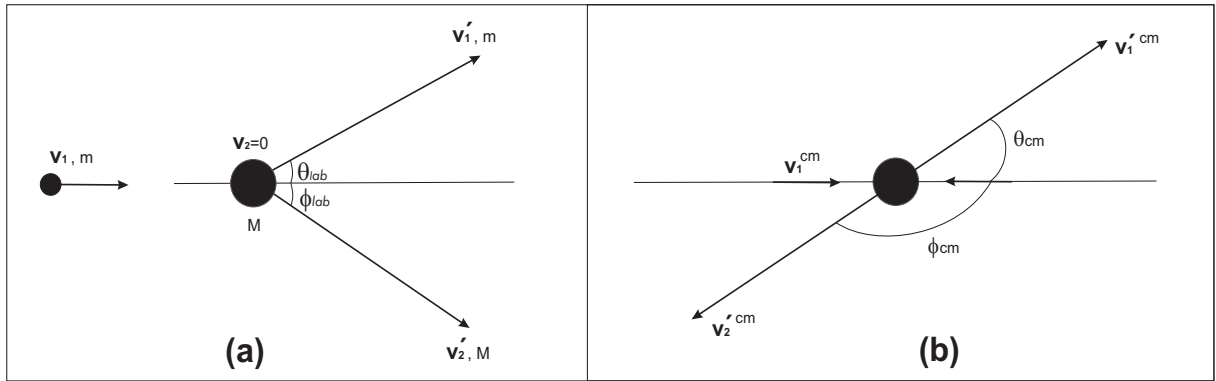


Figura 1-2: Dispersión elástica por colisión entre un neutrón y un núcleo. Sistemas de referencia laboratorio (a) y centro de masa (b).

En la **Figura 1-2**. Se muestra el esquema de interacción en los dos sistemas de referencia. En el sistema de laboratorio, el neutrón de masa m se mueve hacia el núcleo, con velocidades v_1 y v'_1 antes y después de la colisión, el núcleo de masa M con velocidades de v_2 y v'_2 antes y después de la colisión con ángulos de dispersión después de la colisión θ_{lab} para el neutrón

y φ_{lab} para el núcleo.

La relación de las velocidades en los dos sistemas de referencia está dada por:

$$\mathbf{v} = v^{cm} + V_{cm}, \quad (1-5)$$

donde \mathbf{v} es la velocidad medida en el sistema de laboratorio, v^{cm} , es la velocidad en el sistema centro de masa y V_{cm} es la velocidad del centro de masa en el sistema de laboratorio, considerando el núcleo en reposo, $v_2 = 0$, se tiene que:

$$v_2^{cm} = -V_{cm}, \quad (1-6)$$

por conservación del momento en el sistema de laboratorio,

$$mv_1 = mv_1' + Mv_2'. \quad (1-7)$$

Utilizando la ecuación (1-5) y teniendo en cuenta que en el centro de masa el momento total P_{cm} es nulo, la ecuación anterior resulta

$$mv_1 = (M + m)V_{cm}. \quad (1-8)$$

Usando de nuevo la ecuación (1-1) se tiene

$$mv_1 = (M + m)(v_1 - v_1^{cm}) \quad (1-9)$$

Por lo que resulta

$$v_1^{cm} = \frac{M}{1 + A}v_1 \approx \frac{A}{1 + A}v_1 \quad (1-10)$$

donde A es la masa atómica del núcleo.

El hecho de que la cantidad total de movimiento sea nulo en el sistema centro de masa antes y después de la colisión hace que las operaciones matemáticas correspondientes sean más sencillas que cuando se aplica en el sistema de laboratorio.

$$mv_1^{cm} = Mv_2^{cm} = 0 \quad (1-11)$$

Entonces,

$$v_2^{cm} = \frac{m}{M}v_1^{cm} = \frac{M}{m+M}v_1 \approx \frac{A}{1+A}v_1 \quad (1-12)$$

Después de la colisión elástica y utilizando la ecuación (1-10) se tiene:

$$v_1' = v_1^{cm} + V_{cm} = v_1^{cm} - v_2^{cm} \quad (1-13)$$

Elevando al cuadrado la ecuación (1-13) y resolviendo

$$(v_1')^2 = (v_1^{cm})^2 - 2|v_1^{cm}||v_2^{cm}| + (v_2^{cm})^2 \quad (1-14)$$

Teniendo en cuenta el sistema de centro de masa de la **Figura 1-2**.

$$\cos(v_1^{cm}, v_2^{cm}) = \cos(\pi - \theta_{cm}) = -\cos(\theta_{cm}) \quad (1-15)$$

donde θ_{cm} es el ángulo de dispersión.

Sustituyendo las ecuaciones (1-10), (1-12) y (1-15) en (1-14) sabiendo que en el sistema centro de masa se tiene

$$|v_1^{cm}| = |v_2^{cm}| \quad (1-16)$$

Entonces

$$\begin{aligned}
(v_1')^2 &= \left(\frac{A}{A+1}\right)^2 (v_1)^2 + \left(\frac{1}{A+1}\right)^2 (v_1)^2 + \\
&\quad 2\frac{A}{A+1}|v_1|\frac{1}{A+1}|v_1|\cos(\theta_{cm}) \\
&= \frac{A^2 + 1 + 2A\cos(\theta_{cm})}{(A+1)^2} |v_1|^2
\end{aligned} \tag{1-17}$$

En consecuencia, la relación entre la energía E del neutrón después de la colisión y su energía inicial E_0 valdrá:

$$\frac{E}{E_0} = \left(\frac{v_1'}{v_1}\right)^2 = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos(\theta_{cm})}{(A+1)^2} \tag{1-18}$$

La energía con la que el neutrón es dispersado está entre el rango

$$\left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 E_0 < E < E_0 \tag{1-19}$$

Teniendo en cuenta que si la dispersión es realizada con un protón, $A = 1$, el rango de energías es $0 < E < E_0$. Por lo que la moderación de neutrones es más eficiente con protones o núcleos ligeros entonces es conveniente utilizar materiales con alto contenido de hidrogeno H, para que puedan ser utilizados como moderadores.

Siempre que la energía inicial de los neutrones sea inferior a 10 MeV, condición que se cumple en la mayor parte de los casos que merecen algún interés, especialmente para los neutrones producidos en la fisión nuclear, la difusión de los neutrones produce una onda s que es isotrópica, en consecuencia, la probabilidad de difusión en el ángulo solido $d\Omega$ es:

$$d\omega = \frac{d\Omega}{4\pi} = 2\pi \sin(\theta_{cm}) \frac{d\theta_{cm}}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin(\theta_{cm}) d\theta_{cm} \tag{1-20}$$

de la ecuación (1-18) se obtiene

$$dE = E_0 \frac{2A}{(A+1)^2} \sin(\theta_{cm}) d\theta_{cm} \quad (1-21)$$

Para una colisión,

$$\frac{d\omega}{dE} = \frac{1}{2} \frac{(A+1)^2}{2AE_0} = \frac{1}{E_0 \left(1 - \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2\right)} \quad (1-22)$$

y se denota

$$\alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2 \quad (1-23)$$

donde α es la tasa máxima de pérdida de energía debido a la colisión con un núcleo de la masa A .

Si el haz incidente es monoenergético, después de la se primera colisión se tiene un rango de energías uniformes entre $\alpha E_0 < E < E_0$, en la segunda colisión el haz ya no será monoenergético por lo que el rango de energías se encuentra en el rango $\alpha^2 E_0 < E < \alpha E_0$.

Teniendo en cuenta los rangos de distribución de energías se tiene:

$$\frac{d\omega}{dE} = \int_E^{E_0} d\varepsilon \frac{dE}{d\varepsilon} \frac{1}{\varepsilon(1-\alpha)} = \frac{1}{\varepsilon(1-\alpha)^2} \ln \frac{E_0}{E} \quad \alpha E_0 < E < E_0 \quad (1-24)$$

$$\frac{d\omega}{dE} = \int_E^{E_0} d\varepsilon \frac{dE}{d\varepsilon} \frac{1}{\varepsilon(1-\alpha)} = \frac{1}{\varepsilon(1-\alpha)^2} \left[\ln \frac{E_0}{E} + 2 \ln \alpha \right] \quad \alpha^2 E_0 < E < \alpha E_0 \quad (1-25)$$

La distribución de energías tras n colisiones en un medio como el ^1H es:

$$\frac{d\omega_n}{dE} = \frac{1}{E_0(n-1)!} \left(\ln \frac{E_0}{E} \right)^{n-1} \quad (1-26)$$

Para determinar el número de colisiones necesarias para reducir la energía de un neutrón a un nivel energético determinado se realiza un cambio logarítmico en la energía, por lo que se define una cantidad u , como

$$u = \ln \left(\frac{E_0}{E} \right) = \ln E_0 - \ln E \quad (1-27)$$

De acuerdo a la ecuación (1-18) para la primera colisión se tiene

$$u(\theta_{cm}) = \ln \frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos(\theta_{cm})} \quad (1-28)$$

Si se integra esta ecuación sobre el ángulo solido dividido por 4π , se encuentra el valor esperado para una interacción que es

$$\begin{aligned} \xi = \langle u(\theta_{cm}) \rangle &= \int u(\theta_{cm}) \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \int \ln \frac{(A+1)^2}{A^2 + 1 + 2A \cos(\theta_{cm})} d(\cos \theta_{cm}) \\ &= 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \end{aligned} \quad (1-29)$$

Donde ξ es el valor logarítmico de la tasa de cambio de la energía para un neutrón con energía E_0 . El cambio logarítmico después de una colisión es constante y es independiente de la energía inicial E_0 por lo tanto solo depende del núcleo blanco. Por lo tanto para reducir la energía desde E_0 a una energía E , es necesario un número promedio de colisiones Leo W.R., (1994).

$$n = \frac{u}{\xi} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_0}{E} \quad (1-30)$$

En la **Tabla 1-2**, se muestran los valores de A , α , ξ y n para algunos materiales moderadores.

Tabla 1-2: Características de materiales moderadores, por dispersión elástica

Material	A	α	ξ	n de colisiones de 2MeV A 1eV
Hidrogeno ^1H	1	0	1.000	14
Deuterio ^2H	2	0.111	0.725	20
Helio He	4	0.225	0.425	43
Berilio Be	9	0.640	0.206	69
Carbono C	12	0.716	0.158	91

Una característica de un buen moderador, consiste en hacer perder mucha energía al neutrón en cada colisión. Sin embargo, un valor elevado de ξ sirve de poco si la probabilidad de dispersión o sección eficaz de dispersión ($\sigma_{dispersion}$), es pequeña. El poder de moderación se define como el producto ($\xi\sigma_{dispersion}$) y es una medida mejor de la eficiencia de un moderador que ξ y $\sigma_{dispersion}$ por separado. Sin embargo, el boro, por ejemplo, tiene un poder de moderación mayor que el carbono, pero nunca podría ser utilizado como moderador debido a su elevada sección eficaz de absorción ($\sigma_{absorcion}$) por eso se define la razón de moderación como:

$$Razon\ de\ Moderacion = \frac{\xi\sigma_{dispersion}}{\sigma_{absorcion}}$$

En la **Tabla 1-3**, se da el valor aproximado del poder de moderación y la razón de moderación para los moderadores más frecuentes, Caro R., (1976).

Tabla 1-3: Valores de poder de moderación y razón de moderación de algunos elementos

Moderador	Poder de moderación (cm^{-1})	Razon de Moderación
Agua H_2O	1.53	72
Agua Pesada D_2O	0.17	12000
Berilio Be	0.18	159
Carbono C	0.06	170

1.5. Atenuación de neutrones

La atenuación de neutrones se describe como el proceso en el cual el número de neutrones incidentes que interactúan con un medio material que no cambian su energía, disminuye. Se diferencia de la moderación en que, en la atenuación, los neutrones que sufren cambios en su energía se substraen del haz inicial, mientras que en la moderación el número inicial de neutrones es igual al número final en cualquier momento.

La atenuación esta estadísticamente relacionada con la probabilidad de que un neutrón Interactúe por unidad de distancia recorrida, mediante uno de los procesos descritos anteriormente.

Esta probabilidad es denotada por la letra μ , es llamada coeficiente de atenuación lineal y tiene dimensiones de $[L]^{-1}$. El coeficiente de atenuación lineal μ depende de la energía del neutrón y del material con el cual interactúa y está relacionado con la sección eficaz total σ_T . La sección eficaz se mide en barns (b) $[10^{-24}cm^2]$. La sección eficaz total se expresa entonces como:

$$\sigma_T = \sigma_{elastica} + \sigma_{inelastica} + \sigma_{captura} + \sigma_{fision} + \dots \quad (1-31)$$

El coeficiente de atenuación lineal total está dado por:

$$\mu_T = \mathcal{N}\sigma_T \quad (1-32)$$

dnnde

$$\mathcal{N} = \frac{N_A \rho}{A_M} \quad (1-33)$$

donde N_A es el número de Avogadro, ρ la densidad del material, A_M peso molecular.

Para neutrones monoenergéticos el proceso de atenuación es de forma exponencial, por lo tanto, el número de neutrones que atraviesa un espesor x de material sin interactuar se expresa como

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (1-34)$$

donde N_0 es el número de neutrones incidentes, $N(x)$ es el número de neutrones que atravesaron el material, x es el espesor del material con el que interactúa el material.

Por último, el alcance de un neutrón entre colisiones se describe mediante la probabilidad de que un neutrón incidiendo en forma normal a la superficie de un medio recorra una distancia x sin interactuar, esto es:

$$\frac{N(x)}{N_0} = e^{-\mu x} \quad (1-35)$$

La distribución de probabilidad de la longitud de los caminos recorridos por el neutrón sin interactuar está dada por

$$P(x)dx = \mu e^{-\mu x} dx \quad (1-36)$$

La distancia media que un neutrón recorre sin interactuar se llama camino libre medio. Esta cantidad, la cual se denota generalmente por el símbolo λ , es igual al valor promedio de x , considerada la distancia recorrida por neutrones sin interacción, sobre la distribución de probabilidad de interacción. La relación entre el camino libre medio y la distancia recorrida por el neutrón antes de la interacción estará dada por la expresión:

$$\lambda = \int_0^{\infty} xP(x)dx$$

$$\lambda = \mu \int_0^{\infty} xe^{-\mu x} dx$$

$$\lambda = \frac{\mu e^{-\mu x}(\mu x + 1)}{\mu^2} \Big|_0^{\infty}$$

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \tag{1-37}$$

1.6. Fisión nuclear

Las reacciones de fisión se pueden producir por absorción de un neutrón por parte de un núcleo blanco o bien de manera espontánea en ciertos nucleídos. Esta reacción consiste en la fisión o rompimiento de un núcleo pesado en dos o más núcleos ligeros y la consecuente emisión de neutrones, normalmente entre dos y tres, acompañado de radiación γ y liberando una gran cantidad de energía en forma de energía cinética debida a los productos de fisión.

La fisión nuclear puede ser esquematizada como se muestra en la **figura 1-3**. Es el principal mecanismo que se utiliza para su funcionamiento de los reactores nucleares, ya sea de investigación o para producción de energía, por lo tanto, se realizará una descripción detallada de esta.

Para que se pueda realizar la fisión nuclear es necesario introducir una fuente externa emisora de neutrones dentro del reactor, cuando el neutrón incidente se integra en la estructura del núcleo de un átomo fisionable se forma un *núcleo compuesto*, repartiéndose la energía cinética del neutrón entre todos los nucleones que lo conforman, dando lugar a un núcleo inestable.

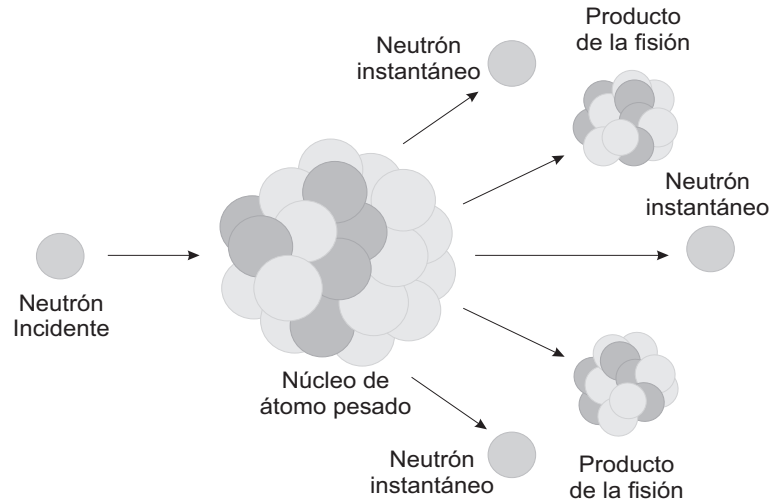
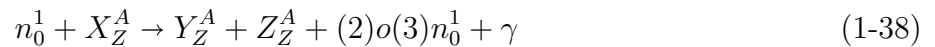


Figura 1-3: Esquema del proceso de Fisión Nuclear

Para alcanzar un estado estable se desintegra tras un breve lapso de tiempo, del orden de 10^{-4} s, en dos o tres nucleídos denominados *productos de fisión* y dos o tres neutrones denominados *neutrones instantáneos* ya que aparecen en el instante de la fisión.

La reacción nuclear correspondiente a la fisión es:



Los núcleos susceptibles a experimentar la fisión nuclear se clasifican como materiales fisiónables, físiiles y fértiles.

Los núcleos que son posibles de realizar la fisión se denominan **fisionables**. En esta clase se encuentran los elementos que tienen número másico mayor o igual a 207. Dentro de los núcleos fisionables existe un subconjunto que se fisionan con facilidad liberando una gran cantidad de energía, así como más neutrones que a su vez siguen produciendo más fisiones generando la reacción nuclear de fisión en cadena. A estos núcleos se les denomina **físiiles** en los cuales se encuentra el ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu y el ^{241}Pu . Vega Carrillo H.R. (2012).

1.6.1. Fragmentos de fisión

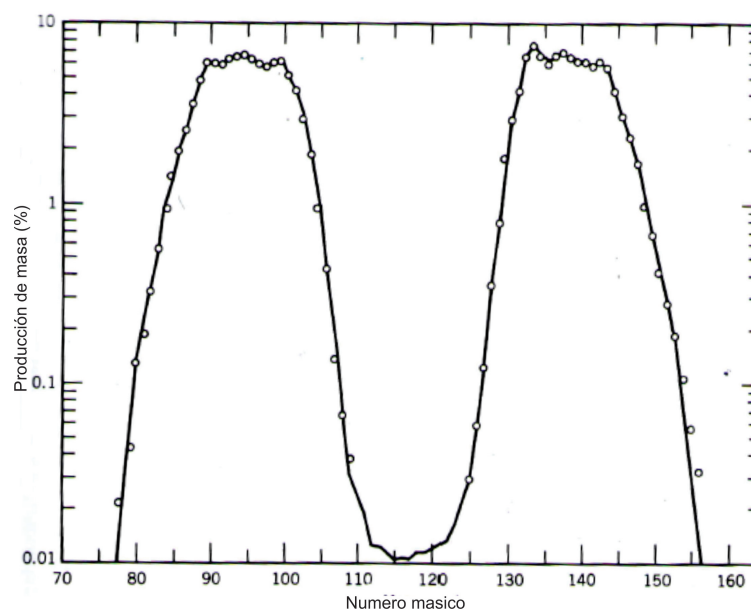


Figura 1-4: Distribución másica de fragmentos de fisión para fisión térmica de ^{235}U , Krane K.S.,(1988).

Durante la fisión nuclear se producen neutrones, rayos γ y un par de núcleos cuyo número másico es menor al número másico del núcleo fisionado. A estos nuevos núcleos se les llama fragmentos de fisión y su número másico tiene una distribución como la mostrada en la **figura 1-4**. Donde se observa los rendimientos de productos de fisión en función del número másico. Estas curvas son la probabilidad expresada en % de que un fragmento de fisión de un número másico dado se produzca en la fisión.

1.6.2. Productos de fisión

La energía promedio que se libera en un proceso de fisión es de alrededor de 195 MeV. Dicha energía crece ligeramente según crece el número másico del núcleo fisionado, por lo que será ligeramente superior para el ^{239}Pu que para el ^{235}U , distribuido como se muestra en la **Tabla 1-4**. La mayor parte de la energía (162 MeV) es producida por los fragmentos de fisión.

Neutrones de fisión y rayos gamma suman otros 12 MeV. Decaimientos posteriores de productos de fisión 10 MeV y neutrinos 11 MeV. La energía producida en un reactor se convierte en su mayor parte en calor a partir de la interrupción de partículas cargadas, incluyendo los núcleos de retroceso golpeados por neutrones y los electrones secundarios producidos por los rayos gamma. Los neutrinos escapan con una pérdida de energía insignificante.

Tabla 1-4: Distribución media de energía de los productos de fisión producidos por ^{235}U , Turner J.E., (1995).

Energía cinética por fragmentos de fisión	162 MeV
Neutrones de fisión	6 MeV
Rayos gamma de Fisión	6 MeV
Decaimiento beta	5 MeV
Decaimiento gamma	5 MeV
Neutrinos	MeV
Total	195 MeV

1.6.3. Secciones eficaces de fisión

En la **figura 1-5** se muestra las secciones eficaces para fisión inducida con neutrones en ^{235}U y ^{238}U . Para ^{235}U la sección eficaz térmica para fisión es (584 b), que domina sobre la sección eficaz de dispersión (9b) y de captura (97b). Hay que señalar que la sección eficaz termal es en 3 órdenes de magnitud mayor que la sección eficaz de neutrones rápidos. Si se quiere utilizar los neutrones emitidos en la fisión que se encuentran en el orden de los MeV para inducir nuevo eventos de fisión, los neutrones primero deben ser moderados a energías térmicas para aumentar la sección eficaz. Para el ^{238}U no hay fisión en absoluto en la región térmica; sólo para neutrones rápidos se producirá la fisión. Esta extrema diferencia en el comportamiento, derivan de la relación entre la energía de excitación del sistema compuesto y la energía de activación necesaria para superar la barrera de energía.

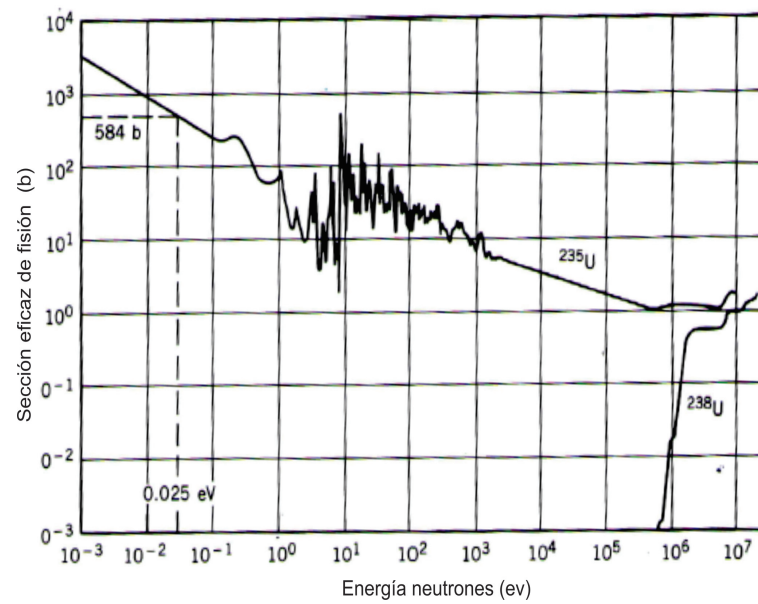


Figura 1-5: Sección eficaz de fisión para ^{235}U y ^{238}U , Krane K.S, (1988)

2 Código MCNP

Monte Carlo N-Particle (MCNP), fue desarrollado en el Laboratorio Nacional de Los Álamos (USA). La versión utilizada para este trabajo es MCNPeXtended O MCNPX. Pelowitz, (2005). Que es una extensión del código MCNP, esta versión permite transportar hasta 35 tipos de partículas con energías de hasta GeV con nuevas librerías de secciones eficaces, que incorpora mejoras en los modelos físicos y nuevas técnicas de reducción de varianza y de análisis de datos.

2.1. Estructura del fichero de entrada de MCNP

El archivo de entrada para MCNP tiene la estructura que se muestra a continuación. Las líneas de entrada tienen un máximo de 80 caracteres por línea. El formato de espacios entre palabras es libre. Utiliza caracteres alfabéticos de mayúsculas, minúsculas, o mixto.

Bloque de texto (opcional)
<i>Línea en blanco</i> (opcional)
Línea de título del problema
Celdas [<i>Bloque 1</i>]
<i>Línea en blanco</i> (opcional)
Superficies [<i>Bloque 2</i>]
<i>Línea en blanco</i> (opcional)
Datos y Tallies [<i>Bloque 3</i>]
<i>Línea en blanco</i> (opcional)

2.2. Unidades utilizadas por MCNP

Las unidades usadas por MCNP son: (1) longitud [cm], (2) energía [MeV], (3) tiempo De vida por partícula [10^{-8} s], (4) temperatura en MeV [kT], (5) densidad atómica en átomos [$b^{-1}cm^{-1}$], (6) densidad másica [$g\ cm^{-3}$], (7) secciones eficaces [barns].

2.3. Especificaciones de la geometría

MCNPX realiza cualquier configuración geométrica definida a partir de volúmenes del espacio llamados *celdas*, estas son el resultado de uniones e intersecciones de ciertas *superficies*. La definición de una superficie puede realizarse mediante la ecuación analítica, o mediante puntos que pertenezcan a dicha superficie, también se permite el uso de macrocuerpos, con los que se puede definir estructuras básicas como esferas, paralelepípedos, cilindros, conos, etc.

2.3.1. Superficies

Las superficies se definen utilizando signos positivos y negativos para indicar su orientación respecto al origen del sistema cartesiano, las ecuaciones que definen el tipo de superficie y los coeficientes de la función que representan las superficies se muestran en la **Tabla 2-1**.

2.3.2. Celdas

Para realizar la geometría en MCNPX es fundamental definir las celdas. En este caso la descripción de elementos de la geometría se realizó por la definición de celdas limitadas por superficies esféricas, cilíndricas y planas. Cada celda está compuesta por un material, el cual se define mediante su densidad y composición. La estructura de las celdas está definida por valores que corresponden al número que identifica la celda, el número que indica el material que llena la celda, la densidad del material y las superficies que delimitan la celda (el número

Tabla 2-1: Descripción de superficies en MCNP.

Símbolo	descripcion	Ecuación	Parámetros
P	Plano General	$A_x + B_y + C_z + D = 0$	A,B,C,D
PX	Plano normal al eje x	$x - D = 0$	D
PY	Plano normal al eje y	$y - D = 0$	D
PZ	Plano normal al eje z	$z - D = 0$	D
S	Esfera general	$(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2 - R^2 = 0$	x',y',z',R
SO	Esfera centrada en el origen	$x^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
SX	Esfera centrada en el eje x	$(x - x')^2 + y^2 + z^2 - R^2 = 0$	x',R
SY	Esfera centrada en el eje y	$x^2 + (y - y')^2 + z^2 - R^2 = 0$	y',R
SZ	Esfera centrada en el eje z	$x^2 + y^2 + (z - z')^2 - R^2 = 0$	z',R
C/X	Cilindro paralelo al eje x	$(y - y')^2 + (z - z')^2 - R^2 = 0$	y',z',R
C/Y	Cilindro paralelo al eje y	$(x - x')^2 + (z - z')^2 - R^2 = 0$	x',z',R
C/Z	Cilindro paralelo al eje z	$(x - x')^2 + (y - y')^2 - R^2 = 0$	x',y',R
CX	Cilindro en el eje x	$y^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
CY	Cilindro en el eje y	$x^2 + z^2 - R^2 = 0$	R
CZ	Cilindro en el eje z	$x^2 + y^2 - R^2 = 0$	R
K/X	Cono paralelo al eje x	$[(y - y')^2 + (z - z')^2]^{\frac{1}{2}} \pm (x - x') = 0$	x', y', z', +2, ±1
K/Y	Cono paralelo al eje y	$[(x - x')^2 + (z - z')^2]^{\frac{1}{2}} \pm (y - y') = 0$	x', y', z', +2 ± 1
K/Z	Cono paralelo al eje z	$[(x - x')^2 + (y - y')^2]^{\frac{1}{2}} \pm (z - z') = 0$	x', y', z', +2 ± 1
KX	Cono sobre el eje x	$[y^2 + z^2]^{\frac{1}{2}} \pm (x - x')$	x' + 2 ± 1
KY	Cono sobre el eje y	$[x^2 + z^2]^{\frac{1}{2}} \pm (y - y')$	y' + 2 ± 1
KZ	Cono sobre el eje z	$[x^2 + y^2]^{\frac{1}{2}} \pm (z - z')$	z' + 2 ± 1

de material y la densidad del material se puede remplazar por 0, para indicar que la celda se encuentra vacía). La unión de todas las celdas debe cubrir todo el espacio, es decir, no deben quedar regiones sin definir en la geometría de simulación.

2.3.3. Especificaciones de los materiales

Las especificaciones de los materiales para las celdas en MCNPX consta de los siguientes elementos: (a) Definición del número identificador, (b) la composición elemental o isotópica, y (c) la compilación de secciones eficaces usadas.

Los materiales forman un bloque de datos, mediante fracciones atómicas o másicas de los elementos que lo forman, las cuales se identifican por un número identificador *ZZZAAA.ID*, siendo *ZZZ* el número atómico, *AAA* el número másico e *ID* la librería de secciones eficaces que se ha escogido. Los números que acompañan al número atómico corresponden al número másico y son necesarios para identificar el isótopo, que para el transporte de fotones y electrones no hace falta, pero sí para neutrones. El identificador *.60c* indica la librería ENDF para neutrones.

2.3.4. Especificaciones de la fuente

La fuente y el tipo de partículas de radiación para un problema en MCNPX son especificados por el comando SDEF, este comando tiene variables o parámetros que se utilizan para definir todas las características de todas las fuentes en el problema, es uno de los comandos MCNPX más complejos y es capaz de producir una increíble variedad de fuentes. Las variables del comando SDEF se muestran en la **Tabla 2-2**.

Para este trabajo específico, se ubicó la fuente utilizada de la siguiente forma:

$$\text{SDEF POS= 30 -24.7 29.62 ERG=D4}$$

donde se describe una fuente de neutrones, ubicada en la posición $x = 30$, $y = -24,7$, $z = 29,7$, con un espectro de energía específico D4, emitiendo de forma isotropa.

Tabla 2-2: Variables del comando SDEF utilizado para MCNPX.

Variable	Significado	Por defecto del código
CEL	Celda	Determinada de XXX,YYY,ZZZ y posiblemente UUU,VVV,WWW
SUR	Superficie	0 (significa celda de la fuente)
ERG	Energía (MeV)	
DIR	μ , es el coseno del ángulo entre VEC y UUU, VVV, WWW . El ángulo azimutal se toma en el rango de $[0, 2\pi]$	Caso volumétrico: μ es tomado uniformemente en $[-1, 1]$ (isotrópico) Caso superficial: $P(\mu) = 2\mu$ cuando $\mu \in [0, 1]$
VEC	Vector de referencia	Caso volumétrico: se requiere a menos que sea isotrópico. Caso superficial: vector normal a la superficie con el signo determinado por NRM.
NRM	Signo de la superficie normal	+1
POS	Punto de referencia para la posición de la fuente	0,0,0
RAD	Distancia radial de la posición del punto POS o AXS	0
EXT	Caso de la celda: distancia de POS a lo largo AXS	0
X	Posición coordenada x	X
Y	Posición coordenada y	Y
Z	Posición coordenada z	Z
ARA	Área de la superficie	No tiene
WGT	Peso de partículas	1
PAR	Tipo de partícula que emite la fuente	=1(neutrón); =2(protones); =3(electrones)

Tabla 2-3: Algunos de los tipos de tallies disponibles en MCNPX.

Símbolo	Tipo de Tally	Partículas <i>pl</i>	Unidades Fn	Unidades * Fn
F1: <i>pl</i>	Corriente en una superficie	N o P o N,P o E	Partículas	MeV
F2: <i>pl</i>	Flujo promedio de partículas en una superficie	N o P o N,P o E	Partículas/ cm^2	MeV/ cm^2
F4: <i>pl</i>	Flujo promedio de partículas en una celda	N o P o N,P o E	Partículas/ cm^2	MeV/ cm^2
F5a: <i>pl</i>	Flujo de partículas en un punto o anillo	N o P	Partículas/ cm^2	MeV/ cm^2
F6: <i>pl</i>	Deposito de energía	N o P o N,P	MeV/g	jerks/g
F7: <i>pl</i>	Deposito de energía por fisión	N	MeV/g	jerks/g
F8: <i>pl</i>	Distribución de la altura de un pulso en una celda	P o E P,E	pulsos	MeV

2.4. Estimadores (*tally*) en MCNPX

Los *tallies* o estimadores, en el lenguaje de MCNPX, hacen referencia a la información de salida que ofrece el código. Los más usados se muestran en la **Tabla 2-3**. Todos los resultados se obtienen normalizados por partícula inicial emitida desde la fuente y pueden expresarse para diferentes grupos de energía especificando los correspondientes intervalos de energía.

Los tallies utilizados en este trabajo fueron *F4*, *F5* y *F6*. A continuación se hace una breve descripción de ellos.

F4 determina la fluencia de neutrones en cm^{-2} en la celda considerada, y se define como:

$$F4 = W \frac{T_l}{V} = \bar{\phi}_V = \frac{1}{V} \int dE \int dt \int d\Omega \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{E}, \mathbf{t}) \quad (2-1)$$

donde W es el peso de la partícula, T_l es la distancia recorrida en la celda, V es el volumen de la celda, $\bar{\phi}_V$ es el flujo promedio por volumen, \mathbf{r} es el vector posición de la partícula, $\mathbf{\Omega}$

es el vector dirección, E es la energía de la partícula, t tiempo transcurrido en el evento, y $\Omega\psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{E}, \mathbf{t})$ es el flujo angular.

$F5$ es un estimador de la fluencia en un detector y se define como:

$$F5 = \frac{Wp(\Omega_P)e^{-\lambda}}{R^2} = \phi P = \int dE \int dt \int d\Omega \psi(\mathbf{r}_P, \mathbf{\Omega}, \mathbf{E}, \mathbf{t}) \quad (2-2)$$

donde, $p(\Omega_P)$ es la función densidad de probabilidad para la dispersión en la dirección Ω_P , hacia el punto del detector, λ es el número de caminos libre medios existentes entre la posición de las partículas y el detector, R es la distancia al detector desde la fuente o desde la posición del ultimo evento y ϕP es el flujo estimado en \mathbf{r}_P .

$F6$ es un estimador de la dosis, específicamente corresponde al Kerma de neutrones en una celda y se expresa como:

$$\begin{aligned} F6 &= WT_l \sigma_t(E) H(E) \frac{\rho(a)}{m} = H_t \\ &= \frac{\rho(a)}{m} \int dE \int dt \int dV \int d\Omega \sigma_t(E) H(E) \psi(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}, \mathbf{E}, \mathbf{t}) \end{aligned} \quad (2-3)$$

donde $\sigma_t(E)$ es la sección eficaz microscópica, $H(E)$ es la energía liberada por colisión, $\rho(a)$ es la densidad atómica, m es la masa de la celda y H_t es la energía total depositada en la celda.

2.5. Transporte de neutrones en MCNPX

La simulación del transporte de neutrones en el código MCNPX para los principales mecanismos de interacción es la siguiente:

Paso 1. Identifica el numero con el que se produce la colisión:

Si hay n nucleídos diferentes que forman el material en el que se producirá la colisión y si ξ es un numero aleatorio en el intervalo $U(0,1)$, entonces el k -ésimo nucleído es elegido a colisionar si

$$\sum_{i=1}^{k-1} \sigma_{ti} < \xi \sum_{i=1}^n \sigma_{ti} \leq \sum_{i=1}^k \sigma_{ti} \quad (2-4)$$

Donde σ_{ti} es la sección eficaz total macroscópica del nucleído i -ésimo.

Paso 2. Absorción de neutrones:

- *Absorción análoga:* la partícula es absorbida con una probabilidad de $\sigma_a/\sigma T$, donde σ_a es la sección eficaz de absorción y σT es la sección eficaz total, en este tipo de absorción la partícula deposita toda su energía en la colisión.
- *Absorción implícita:* la probabilidad w_n de que el neutrón sea absorbido, se reduce a:

$$w_n = \left(1 - \frac{\sigma_a}{\sigma T}\right) W_n \quad (2-5)$$

si la probabilidad w_n está por debajo del corte de energía especificada para los neutrones, se aplica ruleta rusa para determinar si el neutrón es absorbido.

Paso 3. Dispersión elástica e inelástica:

las condiciones para el tratamiento térmico no se cumplen, entonces el neutrón sufrirá una colisión elástica o inelástica. La colisión elástica se realiza con la probabilidad

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{in} + \sigma_{el}} = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_T - \sigma_a} \quad (2-6)$$

Donde σ_T es la sección eficaz de dispersión elástica y σ_{in} es la sección eficaz inelástica, que incluye cualquier proceso de emisión de neutrones.

Tanto σ_T y σ_{el} son ajustadas el modelo de tratamiento térmico si la energía del neutrón es menor a 4 eV. La probabilidad para colisiones inelásticas $p(i)$ es

$$p(i) = \frac{\sigma_{in}}{\sigma_T + \sigma_a} \quad (2-7)$$

Paso 4. Tratamiento térmico:

El tratamiento de dispersión térmico, es una representación completa de la dispersión térmica de neutrones por moléculas y solidos cristalinos, se permiten dos procesos: **1.** la dispersión inelástica con secciones eficaces inelásticas σ_{in} , mediante una representación acoplada ángulo-energía derivada de las leyes de dispersión. **2.** la dispersión elástica, sin cambiar la energía de salida del neutrón para sólidos, con secciones eficaces elásticas σ_{el} y un tratamiento angular derivado de los parámetros de red. Este tratamiento de dispersión térmico también permite la consideración de dispersiones por moléculas multiatómicas.

3 Reactores Nucleares de Fisión

Todos los elementos que contienen un reactor nuclear son esenciales: el *combustible* o material fisil; un *moderador* para termalizar neutrones; un *reflector* que rodea al *núcleo* para reducir la fuga de neutrones y por lo tanto reducir el tamaño crítico del reactor; un *recipiente de contención* para prevenir el escape de productos radiactivos, algunos de los cuales son gases; *blindaje* para evitar que los neutrones y rayos γ puedan causar daños al personal de operación; un *refrigerante* para eliminar el calor desde el núcleo; un *sistema de control* que permite al operador controlar el nivel de potencia y que la mantenga constante durante el funcionamiento; y varios sistemas de *emergencia* diseñados para controlar el reactor en el caso de fallos de cualquiera de los sistemas de control.

3.1. Tipos de Reactores Nucleares

La primera y quizás la más básica clasificación sobre el uso de reactores se puede definir en dos categorías: para generación de energía y para investigación. Los *reactores de potencia* son dispositivos para la extracción de la energía cinética de los fragmentos de fisión en forma de calor y la conversión de energía térmica en energía eléctrica. Para el diseño de reactores de potencia se tienen que tener en cuenta varias consideraciones que implican atención a los detalles termodinámicos de la eficiencia de los motores de calor, así como la ingeniería nuclear. Los *reactores de investigación* por el contrario son generalmente diseñados para producir neutrones para la investigación en áreas como la física nuclear o de estado sólido. Estos operan generalmente en niveles de baja potencia en el rango de 10 KW a 10 MW. Una de las características principales de diseño de reactores de investigación es el gran flujo de neutrones térmicos ($10^{13}n/cm^2s$). Los reactores de investigación cuentan con una cavidad

que va desde el núcleo hasta el exterior del reactor (fuera del blindaje), por donde circula el flujo de neutrones que sirve para los diferentes propósitos.

3.2. Reactor nuclear TRIGA IAN-R1 Colombia

El reactor nuclear "Training, Research, Isotopes, General Atomics" (TRIGA) IAN-R1, está ubicado en el Servicio Geológico Colombiano (SGC). Este reactor fue diseñado por la compañía General Atomics de los Estados Unidos y en 1965. Fue donado a Colombia, como parte del programa de "Átomos para la Paz". El reactor IAN-R1 es un reactor pequeño comparado con los utilizados para la generación de energía y se clasifica dentro de aquellos destinados a la investigación. Opera a una potencia de 30 kW, usado principalmente para irradiar muestras con el fin de alterar sus propiedades o con fines analíticos.

3.2.1. Características del reactor nuclear IAN-R1

El reactor está constituido por un núcleo que consiste en un arreglo heterogéneo del combustible, un reflector de grafito, barras de control y una fuente para iniciar la reacción nuclear de fisión en cadena. Como refrigerante y moderador el reactor usa agua ligera y como blindaje biológico está rodeado por una estructura de concreto. Las características de los componentes del reactor se describen a continuación.

3.2.2. Fuente de neutrones usada por reactor nuclear IAN-R1

Para iniciar la reacción nuclear, se usa una fuente isotópica de $^{239}\text{PuBe}$. Esta fuente es una mezcla de ^{239}Pu y ^9Be encapsulada en un cilindro de acero inoxidable y se mantienen en un embalaje desde donde se manipula con una cuerda, lo que permite que la fuente se ubique en el punto medio del reactor. La mezcla de la fuente usada está formada por 73.165 g de ^{239}Pu , 0.602 g de ^{241}Pu y 6.232g de Be, con una actividad de 5Ci la cual tiene una vida media $\tau_{1/2}$ de 2.24×10^4 años.

En la **Figura 3-1** se muestra el espectro de la fuente de $^{239}\text{PuBe}$. El rango de energías de los neutrones emitidos desde esta fuente van desde 0.25 MeV a 12 MeV; la energía más probable de los neutrones es de 3.5 MeV y la energía promedio es de 4.5 MeV.

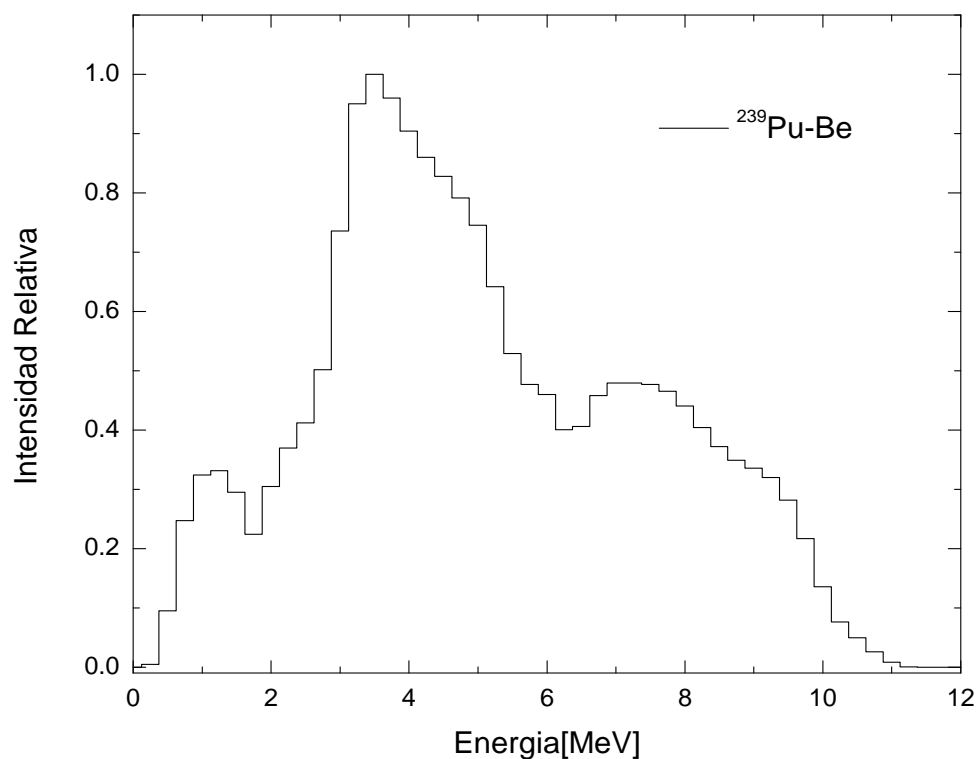


Figura 3-1: Espectro $^{239}\text{PuBe}$

3.2.3. Núcleo del reactor

En la **Figura 3-2** se muestra el núcleo del reactor nuclear construido para el cálculo hecho en este trabajo. Es núcleo es un arreglo heterogéneo de combustible, barras de control y moderador, tiene forma rectangular y está compuesto por 50 barras de combustible UZrH (Hidruro de Circonio y Uranio).

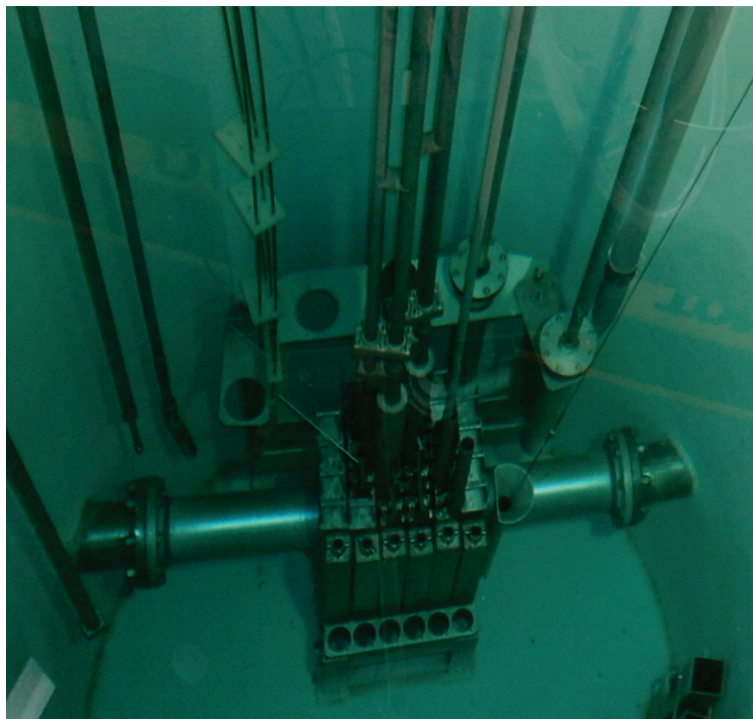


Figura 3-2: Núcleo del reactor nuclear IAN-R1 Colombia

En la **Figura 3-3** se muestra el esquema de una de las barras de combustible, éstas contienen el combustible distribuido en la parte central de la barra y en los extremos contiene grafito. Este tipo de combustible es encapsulado, de tal forma que en caso de que haya una pérdida de moderador y que las barras de control fallaran el reactor se pararía.

El reactor TRIGA® utiliza combustible de hidruro de uranio-zirconio (UZrH) y su diseño tiene un coeficiente negativo grande de temperatura, lo que le confiere una seguridad inherente. En la imagen de la **Figura 3-4** se muestran las partes de un elemento combustible de los reactores TRIGA, Fouquet *et al.*, (2003). El combustible está enriquecido al 20 % con ^{235}U . Para controlar el reactor se usan tres barras de control hechas de carburo de boro, donde la cantidad del ^{10}B natural es de aproximadamente el 20 %, este isótopo tiene una sección eficaz grande para absorber neutrones térmicos. Una de estas barras hace el papel de barra de seguridad y tiene la propiedad de hacer la parada de emergencia en el reactor, las otras dos se usan para controlar la potencia, es decir la densidad de neutrones dentro del

núcleo.



Figura 3-3: Esquema de la barra de combustible UZrH



Figura 3-4: Elemento combustible estándar de los reactores TRIGA, Fouquet *et al.*, (2003).

El núcleo se encuentra rodeado por grafito que se utiliza como reflector de neutrones cuya función es reducir la fuga de los neutrones dentro del núcleo ya que refleja hacia el núcleo algunos de los neutrones que tienden a escaparse. La estructura del núcleo y en las seis piezas del reflector existen orificios que se usan como espacios para irradiación. Además cuenta con un sistema de neumático que permite el fácil y el rápido transporte de muestras hasta las cercanías del núcleo. La posición de las barras de combustible, las de control, el reflector y los espacios para irradiar se muestran en la **Figura 3-5**.

El núcleo del reactor se encuentra sumergido en agua (H_2O) que cumple la función de moderador y de refrigerante. Esta agua cuenta con un sistema de circulación que permite disipar el calor generado y mantener una concentración mínima de sales minerales.

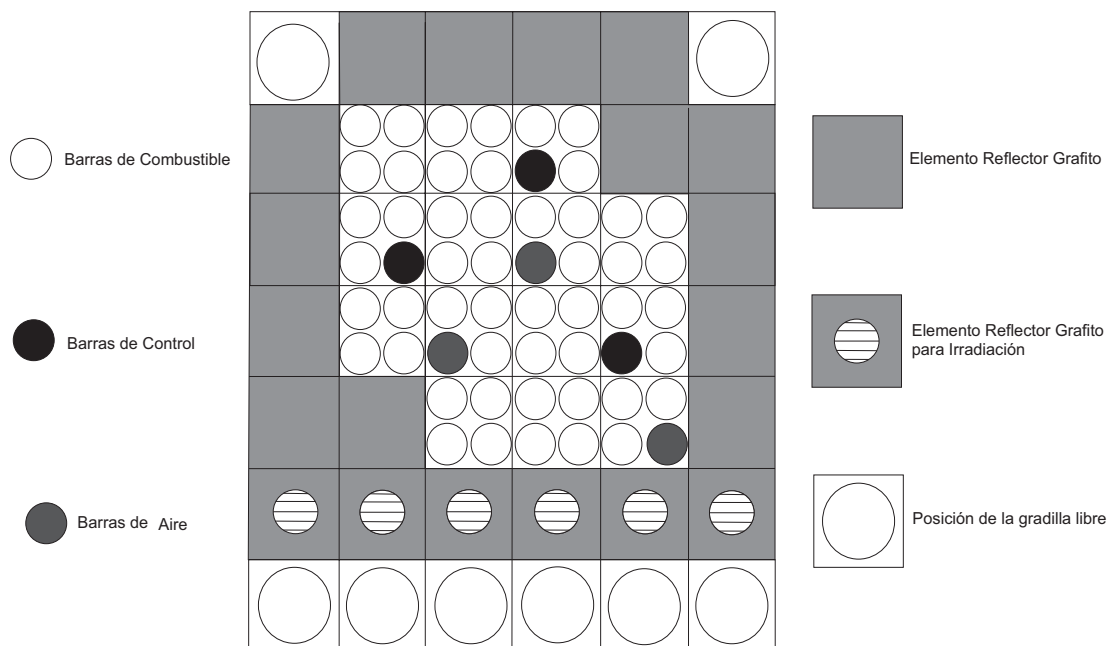


Figura 3-5: Esquema núcleo del reactor nuclear TRIGA IAN-R1 Colombia

3.2.4. Blindaje biológico

Como blindaje biológico el reactor tiene una estructura de concreto, la cara interna de la estructura es cilíndrica, mientras que la externa es un arreglo hexagonal. Esta estructura tiene una altura de 5.25 m de altura. En la **Figura 3-6** se muestra un esquema tridimensional del blindaje biológico y el reactor.



Figura 3-6: Esquema del blindaje biológico del reactor nuclear TRIGA IAN-R1 Colombia

En la **Figura 3-7** se muestra un corte transversal del reactor y el blindaje biológico con todos los componentes del reactor.

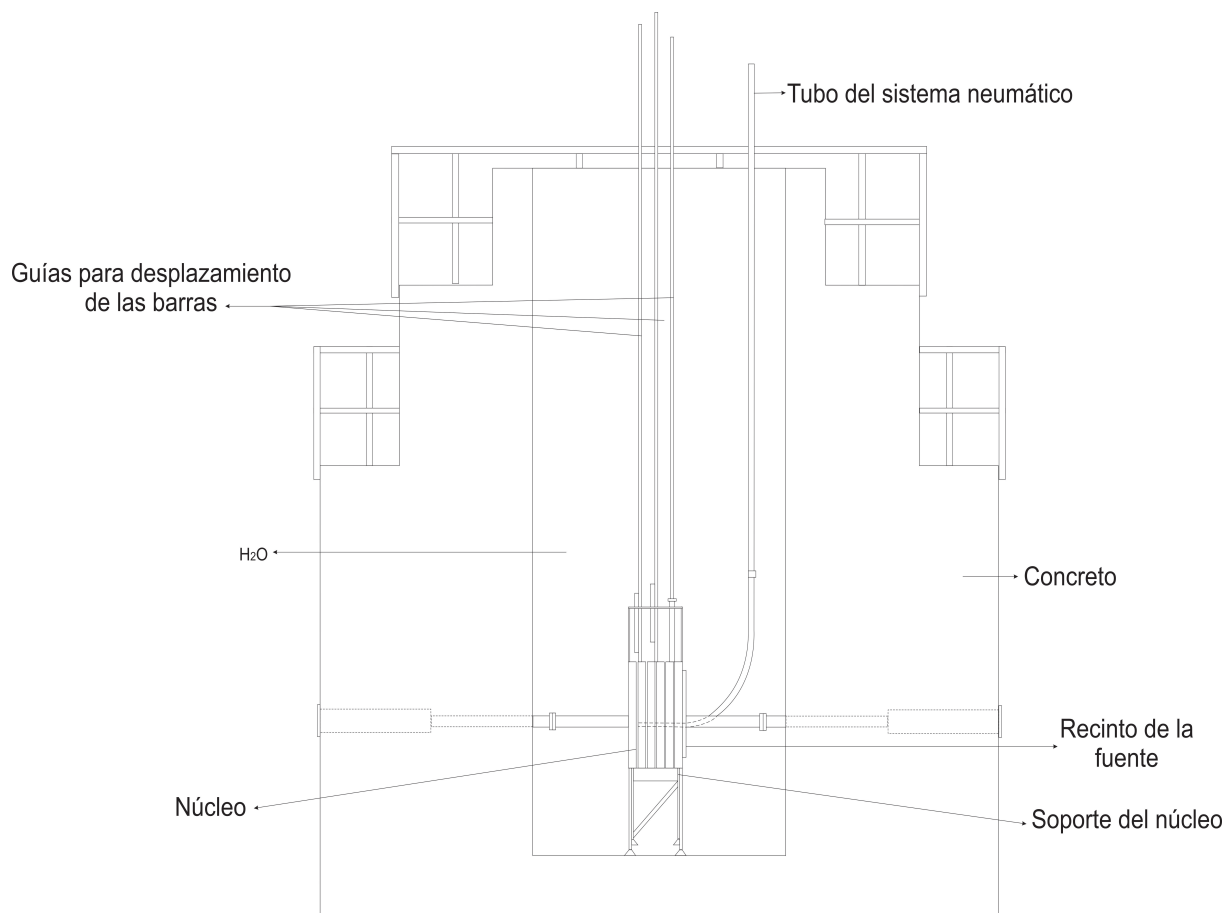


Figura 3-7: Corte transversal de la geometría del reactor y el blindaje biológico y componentes.

4 Análisis de Resultados

En este estudio se usó el código MCNPX , Pelowitz, (2005) con el que se modeló el núcleo y el blindaje biológico del reactor nuclear Triga-Colombia. Para iniciar la reacción nuclear de fisión en cadena se usó una fuente de $^{239}\text{PuBe}$ compuesta por 73.165 g de ^{239}Pu , 0.602 g de ^{241}Pu y 6.232 g de Be, Vega Carrillo *et al.*, (2002).

Tres cálculos independientes fueron hechos, con el fin de conocer tres estados particulares de la instalación. La primera simulación que se realizó corresponde al estado inicial que provoca la fuente de $^{239}\text{PuBe}$ al inicio de operación del reactor. Un segundo cálculo corresponde a la simulación del reactor nuclear con todos sus componentes principales, esto es con barras abajo (posición apagado pero con la fuente de $^{239}\text{PuBe}$ en posición de inicio) y por último el mismo cálculo, pero ahora con barras de carburo de boro a una altura de 30.4 cm, adecuada para conseguir una potencia de 20 kW.

En la **Figura 4-1** se muestra la geometría usada en el cálculo de la primera simulación. La piscina tiene un diámetro de 200 cm, llenada con H_2O y está cubierta por concreto baritado de densidad de 2.3 g cm^{-3} , la altura total del reactor es de 530 cm. En la Figura se observa también el punto donde es ubicada la fuente de $^{239}\text{PuBe}$, que fue simulada según las características del fabricante con su respectivo espectro y emitiendo de forma isotrópica. Fueron ubicadas celdas de cálculo de forma de anillos cilíndricos alrededor de la fuente, de 64.24 cm de altura desde el centro hasta el borde de la piscina, como se muestra en la **Figura 4-1b**. Sobre estas celdas se calculó tanto la fluencia como la dosis absorbida en cada caso. La dosis absorbida es calculada a partir del kerma debido a neutrones mediante el estimador F6/MCNPX. Sobre el eje Z y con el fin de establecer el alcance de los neutrones en el medio, fueron ubicados detectores de forma esférica de 2 cm de diámetro. Mediante el estimador F5/MCNPX, hasta una altura de 466 cm como se ilustra en la **Figura 4-1a**. Fueron simuladas un total de 2.15×10^{10} historias, en cluster con 8 procesadores en paralelo,

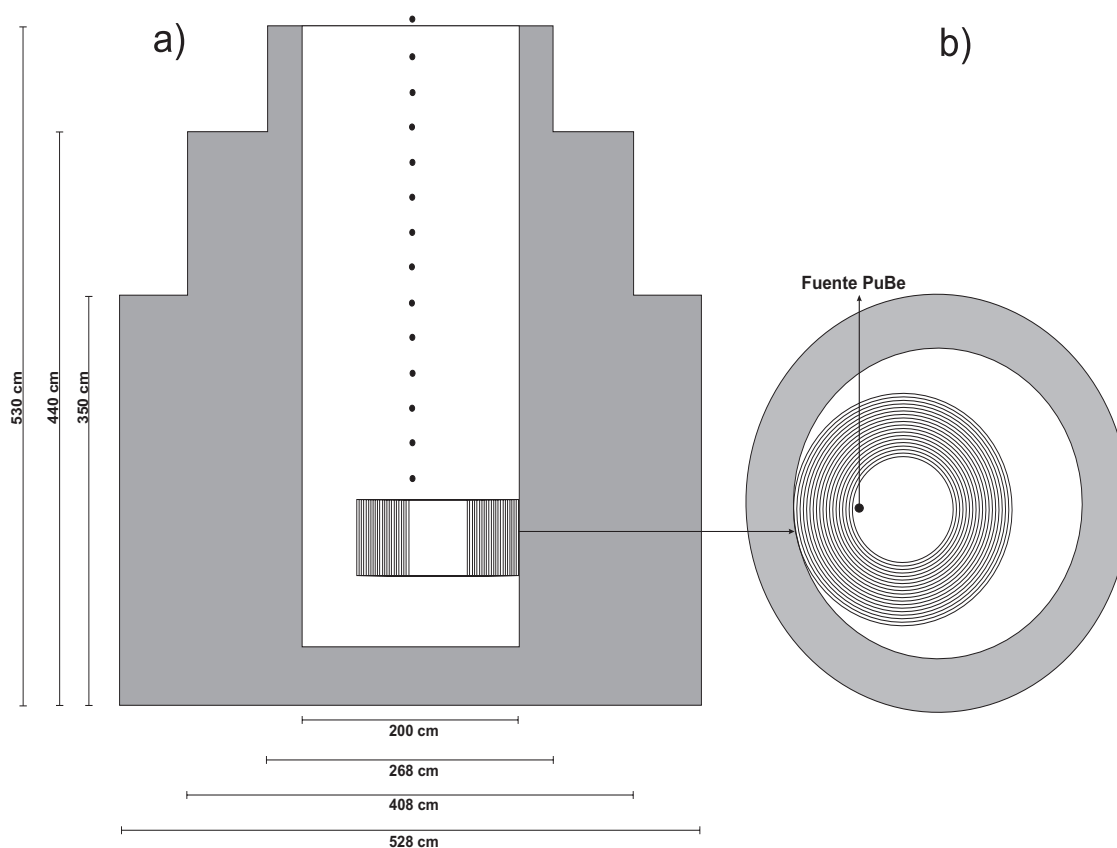


Figura 4-1: Geometría de la piscina del Reactor Triga-Colombia, usada para MCNPX.

las que tomaron alrededor de 60 días. Las energías de corte para fotones y neutrones se establecieron en 0.001 MeV y 1×10^{-9} MeV.

El primer interés es analizar la energía depositada por los neutrones emitidos desde la fuente en el medio en función de la distancia. Esta energía está relacionada con la dosis absorbida y desde luego la dosis absorbida está relacionada con la fluencia de neutrones que disminuye con la distancia.

La fuente de $^{239}\text{PuBe}$ produce neutrones entre 0.5 MeV y 12 MeV, con una energía promedio entre 4.5 y 5 MeV. Por tanto, si la situamos en un medio rico en H, como en este caso, todos los neutrones ya sean térmicos, epitérmicos o rápidos, sufrirán pérdidas de energía mediante colisiones elásticas e inelásticas y habrá algunos que no sufrirán ninguna interacción en los

Tabla 4-1: Valores de fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en funcion de la distancia de la fuente a la celda de cálculo.

Distancia	Fluencia φ	Dosis
$[cm]$	$[n\ cm^{-2}]$	$[Gy]$
15.3	2.29E-07	8.32E-08
17.3	8.59E-08	3.19E-08
19.3	3.31E-08	1.25E-08
21.3	1.30E-08	4.97E-09
23.3	5.15E-09	2.00E-09
25.3	2.08E-09	8.17E-10
27.3	8.49E-10	3.36E-10
29.3	3.51E-10	1.39E-10
31.3	1.45E-10	5.80E-11
33.3	6.09E-11	2.47E-11
35.3	2.51E-11	1.04E-11
37.3	1.09E-11	4.58E-12
39.3	4.68E-12	1.93E-12
41.3	1.96E-12	8.30E-13
43.3	9.58E-13	3.94E-13
45.3	3.98E-13	1.64E-13
47.3	1.82E-13	6.43E-14
49.3	7.19E-14	2.94E-14
51.3	1.86E-14	8.42E-15
53.3	8.73E-15	4.55E-15
55.3	1.72E-15	2.43E-15
57.3	5.26E-15	1.42E-15

≈ 5 m de agua que blindo la fuente, principalmente los rápidos y los relativistas.

En la **Tabla 4-1** se muestran los resultados obtenidos para la fluencia y para la dosis absorbida en las celdas ubicadas alrededor de la fuente de $^{239}\text{PuBe}$. Todos los cálculos reportados estan dados por neutrón emitido desde la fuente y presentan incertidumbres inferiores al 1 %. Resultado del primer cálculo se muestra en **Figuras 4.2a** y **Figuras 4.2b**. En los dos casos tanto la fluencia como la dosis absorbida debida a neutrones obedecen a un decaimiento exponencial de la forma,

$$y = Ae^{Br},$$

donde **A** corresponde al flujo máximo de neutrones que es emitido desde la fuente de $^{239}\text{PuBe}$

(neutrones/cm²) y **B** es el factor de atenuación del medio moderador (cm⁻¹), que corresponde a las unidades de coeficientes de atenuación lineal, **r** corresponde a la distancia entre la fuente y las celdas de cálculo.

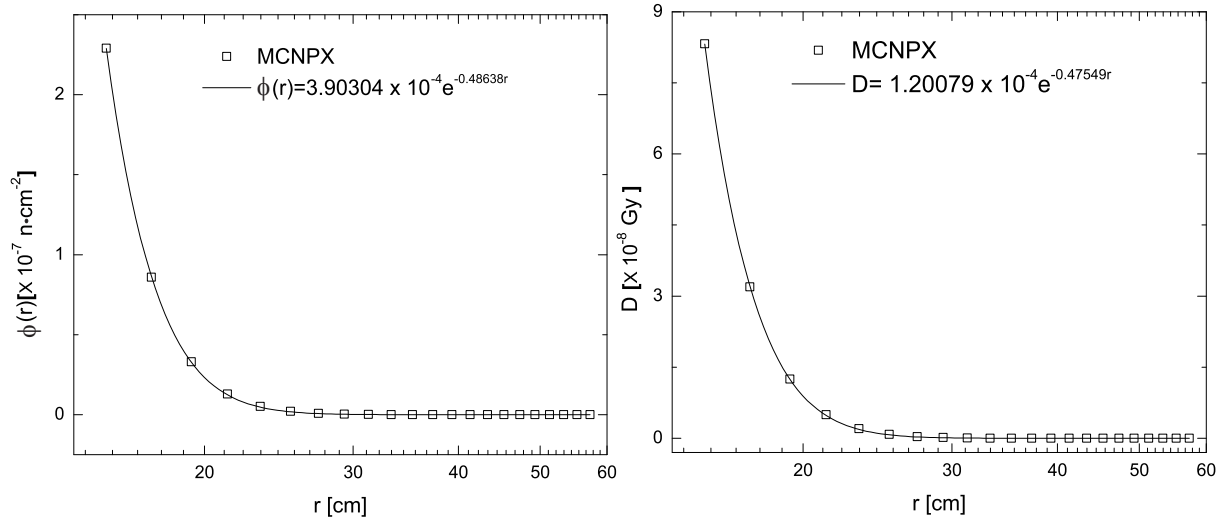


Figura 4-2: (a) Ajuste exponencial a la variación de la fluencia de neutrones con la distancia.
(b) Ajuste exponencial a la variación de la dosis absorbida debida a neutrones como función de la distancia.

De la **Figura 4-2** se observa que son necesarios 25 cm de H₂O para moderar los neutrones. Con este espesor de agua se observa que la fluencia disminuye drásticamente y, por consiguiente, la dosis absorbida también lo hace. En la **Tabla 4-2** se muestran los factores de ajuste a las dos ecuaciones que reproducen el decaimiento exponencial decreciente que sufren estas dos variables.

Sobre el eje Z se hicieron determinaciones del espectro de fluencia las que se muestran en la **Figura 4-3**. El primer detector sobre el eje Z fue ubicado a una altura de 46.4 cm de la fuente. A este espesor de agua se observa muy pocos neutrones térmicos solamente aparecen epitermicos y rápidos.

De los espectros de la **Figura 4-3**, se evidencia también una disminución de neutrones epitermicos, a medida que aumenta el espesor de H₂O, hasta quedar prácticamente solo neutrones rápidos como era de esperarse. Los detectores fueron ubicados desde 46.4 cm

Tabla 4-2: Factores de ajuste exponencial de la fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en funcion de la distancia.

Fluencia φ				
A (n cm^{-2})		B (cm^{-1})		Estadística
Valor	Error	Valor	Error	R-Cuadrado
3.90×10^{-04}	6.78×10^{-06}	-0.48638	1.11×10^{-3}	0.99998
Dosis (D)				
A (Gy)		B (cm^{-1})		Estadística
1.20×10^{-04}	1.76×10^{-06}	-0.47549	9.59×10^{-04}	0.99998

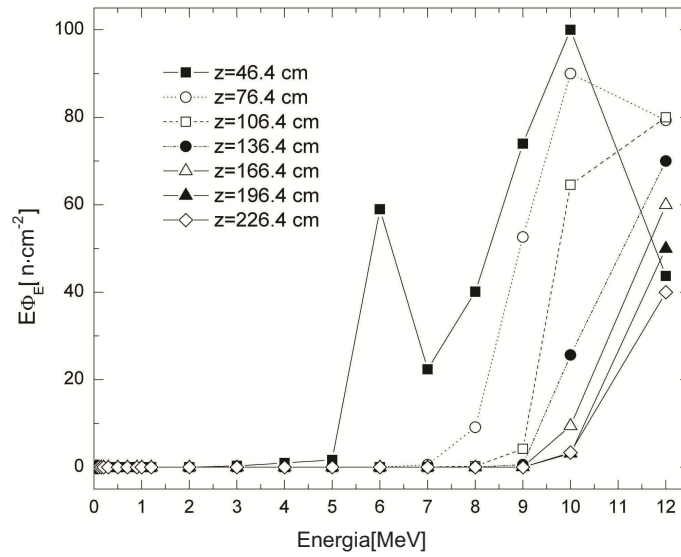


Figura 4-3: Espectros de neutrones moderados por la fuente $^{239}\text{PuBe}$ en agua sobre el eje Z para 46.4 cm, 76.4 cm, 106.4 cm, 136.4 cm, 166.4 cm, 196.4 cm, 226.4 cm

hasta 436.4 cm (superficie de la piscina), cada 30 cm. Se obtuvieron determinaciones en los primeros 8, para los demás no se obtuvieron resultados. En la **Figura 4-4** se presentan algunos de los espectros de neutrones obtenidos en los anillos cilíndricos de espesores (1 cm). El error relativo en los primeros espesores fué < 0.01 , mientras en el cilindro más alejado es de hasta 0.1. En general, se observan dos picos que caracterizan cada espectro. Un pico de neutrones térmicos a la izquierda y un pico de neutrones rápidos a la derecha. El pico de neutrones térmicos es más acusado en todos los casos, el que se ve disminuido con el espesor de agua, mientras el pico de neutrones rápidos cobra importancia.

A 45 cm de la fuente, la fluencia de neutrones térmicos disminuye notablemente en ≈ 60000 órdenes de magnitud. Por otra parte, los neutrones rápidos disminuyen su fluencia en ≈ 35000 órdenes de magnitud.

Con el fin de contrastar los cálculos realizados en esta etapa, se contrastaron los resultados con medidas experimentales del espectro de neutrones de una fuente de $^{239}\text{PuBe}$, de 1.85×10^{11} Bq, a 100 cm de distancia. La fuente se insertó dentro de un contenedor cilíndrico con agua de 14 cm de radio y 16 cm de altura. En la **Figura 4-5** se ha incluido el espectro medido mediante un espectrómetro de Esferas Bonner usando el mismo arreglo usado en los cálculos Monte Carlo. Así mismo se muestra el espectro calculado en este trabajo para el caso $r = 15.3$ cm que presenta una menor cantidad de neutrones rápidos y una mayor cantidad de neutrones térmicos debido a que hay una cantidad mayor de agua, Gonzalez Puin *et al.*, (2013).

Una vez caracterizada la fuente de neutrones se procedió a involucrar el núcleo del reactor para hacer la simulación de toda la instalación.

En la **Figura 4-6a**: Se muestra el núcleo del reactor con las tres barras de control en la posición de encendido (reactor a 20 kW). En la **Figura 4-6b** se muestra el plano XY del núcleo.

En la **Figura 4-7** se muestra la geometría completa usada en este trabajo. Corte longitudinal panel (a) y corte transversal panel (b). La geometría incluye la piscina de agua ligera como moderador, el blindaje biológico de concreto baritado de 2.3 g cm^{-3} de densidad y el núcleo. Las determinaciones fueron hechas en las mismas celdas usadas en el primer cálculo **Figura 4-1**.

Para evaluar la capacidad de contención del blindaje de concreto y el moderador se incluye-

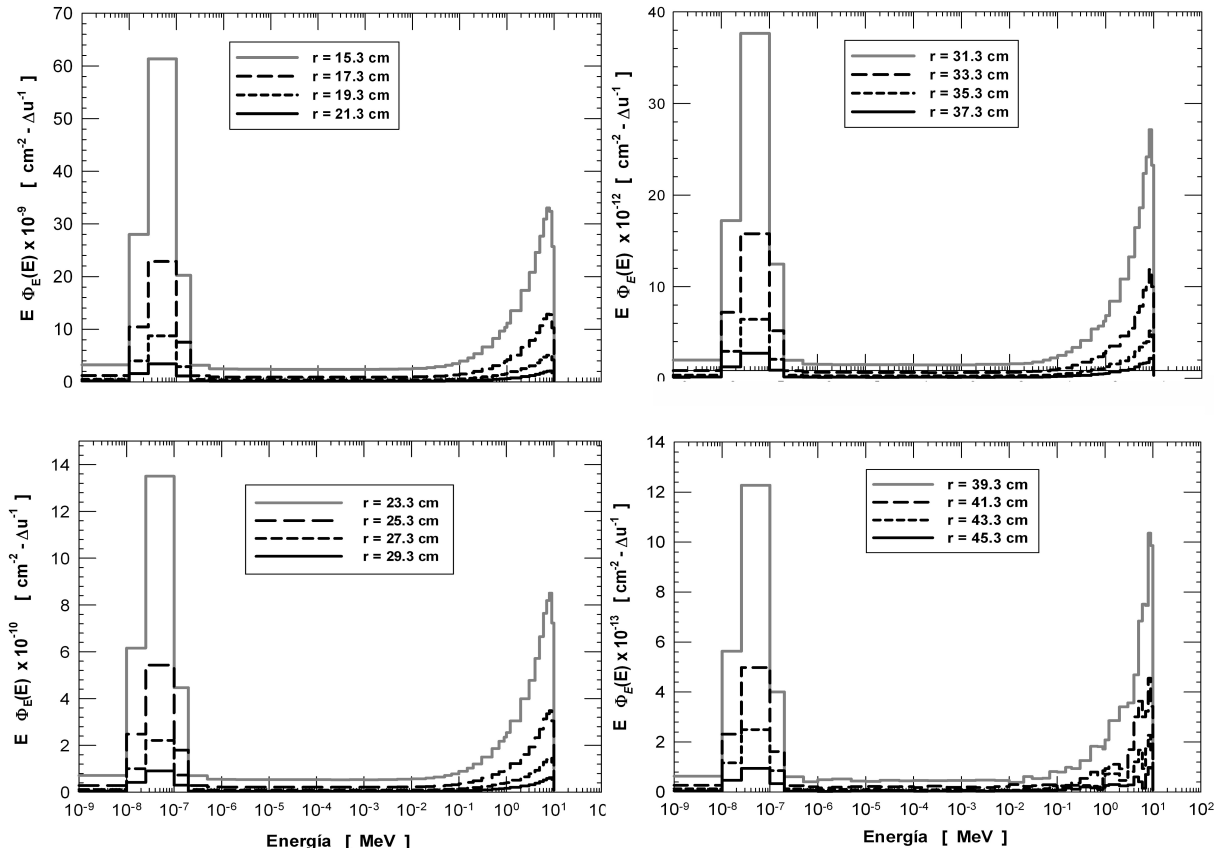


Figura 4-4: Espectros de neutrones producidos por la fuente $^{239}\text{PuBe}$ en agua sobre celdas cilíndricas de radios $r = 15.3 \text{ cm}$ a 45.3 cm .

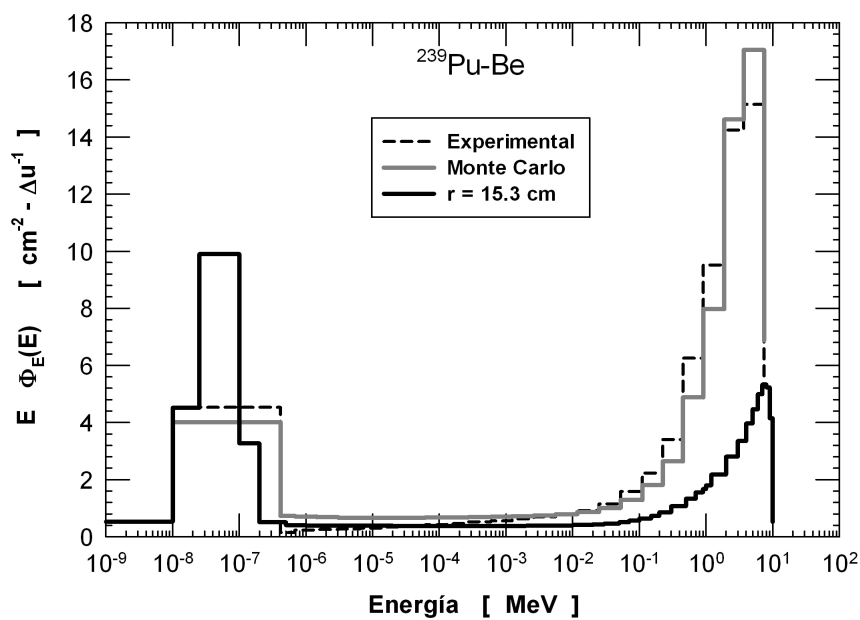


Figura 4-5: Espectros del $^{239}\text{PuBe}$ moderado por agua.

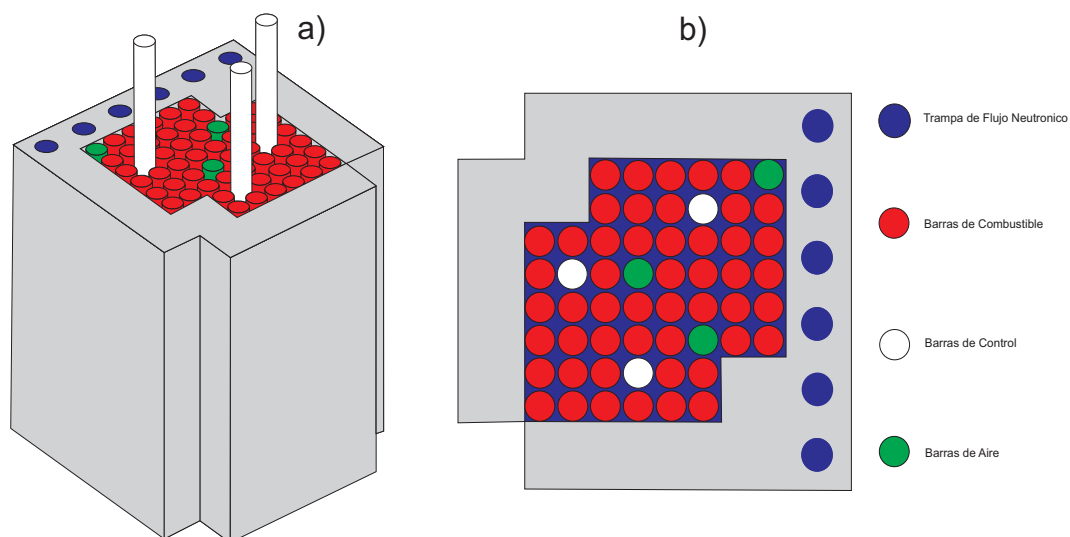


Figura 4-6: Geometria núcleo del reactor

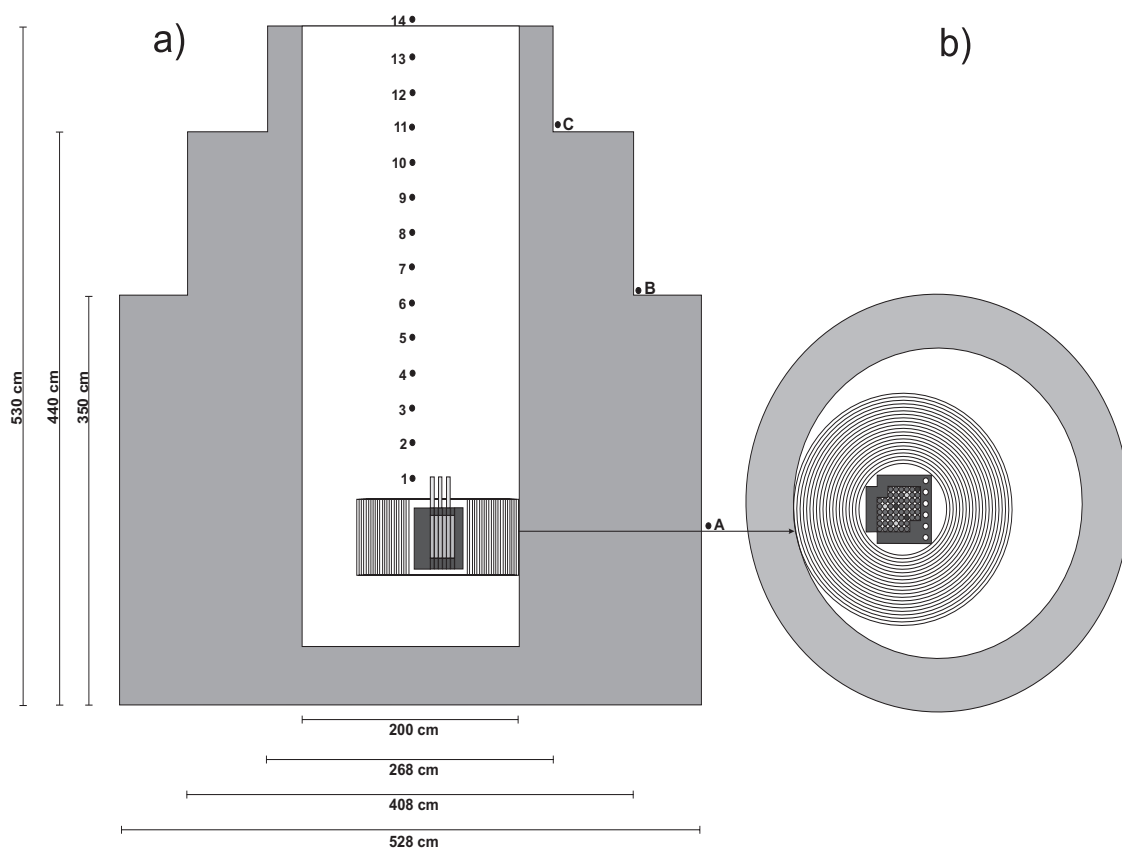


Figura 4-7: Modelo completo del reactor Triga-Colombia.

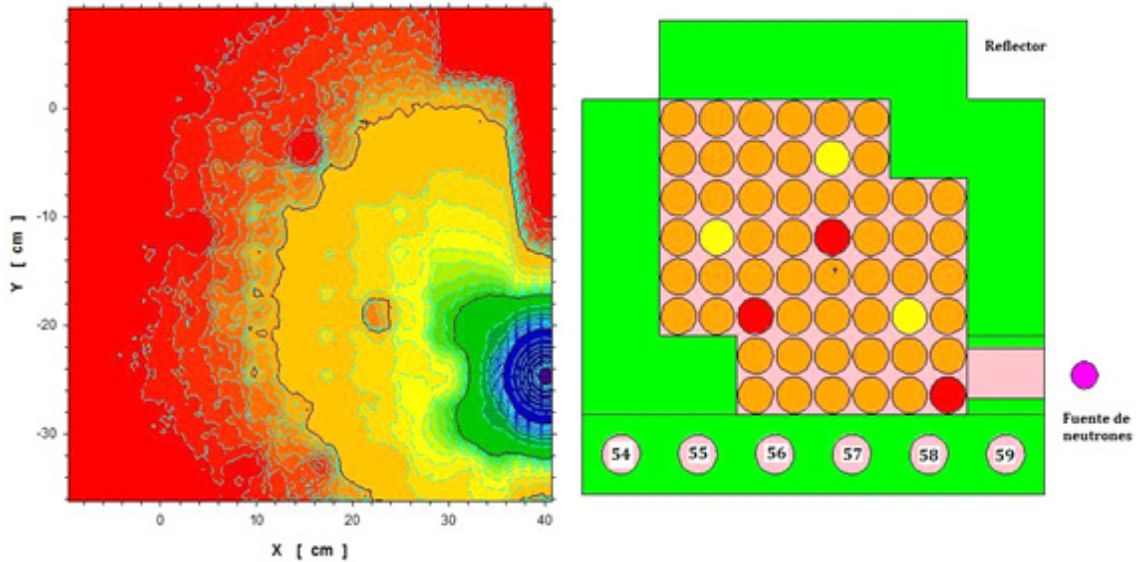


Figura 4-8: Distribución de los neutrones en torno al núcleo del reactor.

ron detectores en tres puntos estratégicos que se encuentran fuera de reactor los cuales están denotados con las letras A, B y C **Figura 4-7**.

En los dos siguientes cálculos, cada uno simulando un total de 5×10^8 historias, con 8 procesadores en paralelo, requirieron aproximadamente 60 días cada uno. Las energías de corte para fotones y neutrones se establecieron nuevamente en 0.001 y 1×10^{-9} MeV.

Un primer resultado de la distribución de neutrones que son generados vía fisión nuclear se muestra en la **Figura 4-8**. En esta figura, se observa que la mayor cantidad de neutrones está en torno a la fuente de $^{239}\text{PuBe}$, algunos de estos neutrones se transportan fuera del núcleo del reactor y se moderan, los que se termalizan y alcanzan las barras de combustible e inducen fisión, otros son absorbidos por las barras de control.

Los neutrones que son producidos desde la fuente, alcanzan las barras del combustible y se multiplican como lo muestra el color mas intenso en este caso el azul. Este resultado corresponde a la posición barras arriba.

Cuando los neutrones se escapan del núcleo del reactor se transportan hacia el moderador y en su interacción pierden energía que es transferida a los átomos de H y O. La energía

Tabla 4-3: Valores de fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en funcion de la distancia del nucleo a la celda de cálculo en las configuraciones Barras arriba y Barras abajo.

Barras Abajo			Barras Arriba	
Distancia	Fluencia φ	Dosis	Fluencia φ	Dosis
[cm]	[n cm ⁻²]	[Gy]	[n cm ⁻²]	[Gy]
6.2	2.52E-06	6.93E-07	2.67E-06	7.20E-07
8.2	7.34E-07	2.33E-07	7.65E-07	2.41E-07
10.2	2.45E-07	8.29E-08	2.53E-07	8.53E-08
12.2	8.69E-08	3.07E-08	8.98E-08	3.15E-08
14.2	3.22E-08	1.17E-08	3.32E-08	1.20E-08
16.2	1.23E-08	4.56E-09	1.26E-08	4.65E-09
18.2	4.73E-09	1.79E-09	4.80E-09	1.83E-09
20.2	1.86E-09	7.11E-10	1.91E-09	7.44E-10
22.2	7.30E-10	2.90E-10	7.75E-10	3.13E-10
24.2	3.09E-10	1.22E-10	3.22E-10	1.26E-10
26.2	1.24E-10	5.07E-11	1.32E-10	5.50E-11
28.2	5.41E-11	2.10E-11	5.93E-11	2.42E-11
30.2	2.02E-11	9.35E-12	2.58E-11	1.03E-11
32.2	1.01E-11	4.43E-12	1.24E-11	4.35E-12
34.2	4.24E-12	2.10E-12	4.20E-12	1.90E-12
36.2	2.45E-12	1.35E-12	2.03E-12	1.21E-12
38.2	1.23E-12	6.70E-13	1.07E-12	3.96E-13
40.2	6.15E-13	3.79E-13	4.58E-13	2.23E-13
42.2	4.52E-13	9.71E-14	2.42E-13	1.82E-13
44.2	5.17E-14	5.04E-14	8.81E-14	8.37E-14
46.2	2.53E-14	4.84E-14	6.70E-14	4.15E-14
48.2	6.95E-14	6.46E-14	1.84E-14	3.69E-14

transferida por los neutrones al moderador se determinó en las celdas cilíndricas, lo que permitió estimar en la **Tabla 4-3** los resultados obtenidos para la fluencia y para la dosis absorbida en las celdas ubicadas alrededor del nucleo en la posición apagado y encendido respectivamente y así determinar mediante las **Figuras 4.9a, 4.9b 4.10a y 4.10b** los ajustes teóricos tanto para la fluencia como para la dosis absorbida debida a neutrones.

Los dos ajustes al igual que en el primer cálculo obedecen a un decaimiento exponencial decreciente de la forma,

Tabla 4-4: Factores de ajuste exponencial de la Fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en funcion de la distancia barras abajo.

Fluencia φ				
A (n cm⁻²)		B (cm⁻¹)		Estadística
Valor	Error	Valor	Error	R-Cuadrado
1.17x10 ⁻⁰⁴	3.73x10 ⁻⁰⁶	-0.61088	4.94x10 ⁻³	0.99998
Dosis (D)				
A (Gy)		B (cm⁻¹)		Estadística
2.05x10 ⁻⁰⁴	3.18x10 ⁻⁰⁶	-0.54048	2.38x10 ⁻⁰³	0.99998

$$y = Ae^{Br},$$

donde A corresponde al máximo flujo de neutrones que es emitido desde el núcleo del reactor en los dos casos: Barras arriba o en su defecto barras abajo. Igual correspondencia para la dosis, cuyo valor corresponderá a la máxima dosis absorbida que puede ser transferida por el núcleo. Para el caso de la fluencia este valor es fundamental, pues esta relacionado con la potencia máxima del reactor en cada posición. B corresponde al factor de atenuación del medio moderador cuyas unidades son cm⁻¹, que corresponde efectivamente a las unidades de coeficiente de atenuación lineal para el caso de la fluencia. En el caso de la dosis absorbida, este coeficiente representa el factor de de disminución de la dosis con la distancia y r es la distancia del nucleo a la celda de calculo. De las **Figuras 4.9** y **4.10** se concluye que aproximadamente 15 cm de H₂O son suficientes para moderar la fluencia de neutrones térmicos que son producidos desde el núcleo, evidenciando que la dependencia en la transferencia de energía de los neutrones al medio moderador está directamente relacionada con la fluencia de neutrones, por lo que su comportamiento obedece al mismo patrón.

En la **Tabla 4-4** y **Tabla 4-5** se muestran los factores de ajuste a las dos ecuaciones que reproducen el decaimiento exponencial decreciente de la fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en configuraciones barras abajo y barras arriba.

En la **Figura 4-11** se muestra el espectro de neutrones calculado de forma radial en cinco celdas cilíndricas, desde 6.2 cm del núcleo hasta el cilindro ubicado a 46.2 cm del núcleo.

Tabla 4-5: Factores de ajuste exponencial de la Fluencia y dosis absorbida debida a neutrones en función de la distancia barras arriba.

Fluencia φ				
A (n cm⁻²)		B (cm⁻¹)		Estadística
Valor	Error	Valor	Error	R-Cuadrado
1.05x10 ⁻⁰⁴	3.20x10 ⁻⁰⁶	-0.6032	4.94x10 ⁻³	0.99998
Dosis (D)				
A (Gy)		B (cm⁻¹)		Estadística
1.94x10 ⁻⁰⁵	2.92x10 ⁻⁰⁷	-0.53786	2.31x10 ⁻⁰³	0.99993

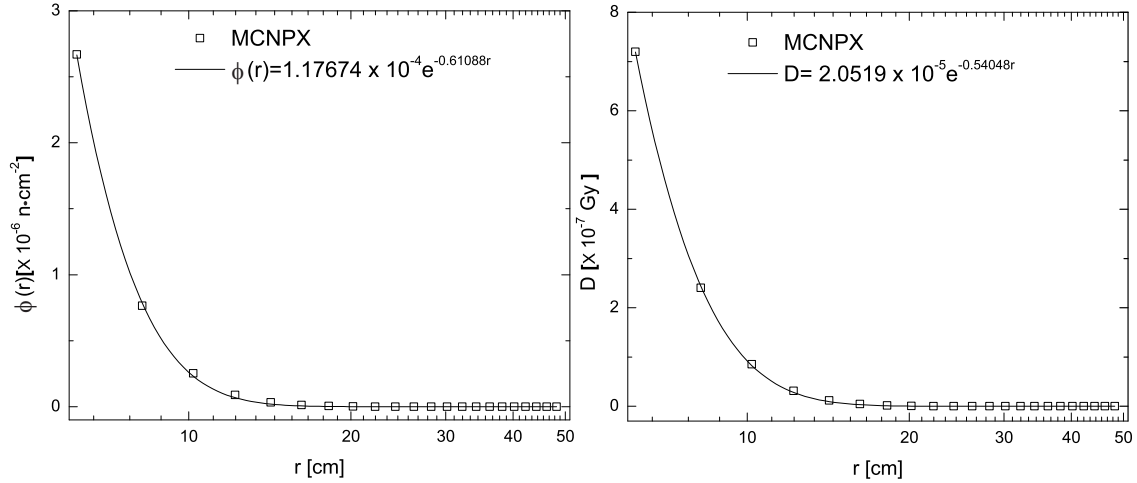


Figura 4-9: Ajuste exponencial a la variación radial de la fluencia de neutrones (a) y (b) ajuste exponencial a la variación radial de la dosis absorbida debida a neutrones con la distancia barras abajo.

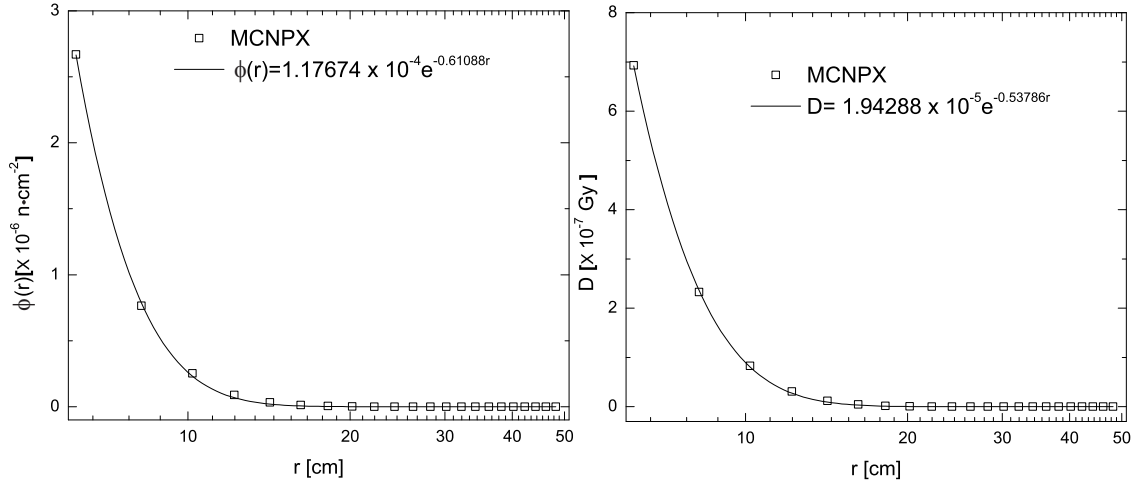


Figura 4-10: Ajuste exponencial a la variación radial de la fluencia de neutrones (a) y (b) ajuste exponencial a la variación radial de la dosis absorbida debida a neutrones con la distancia barras arriba.

El comportamiento del flujo de neutrones es muy similar en las dos configuraciones estudiadas, manteniéndose el mismo patrón de aumento en la fluencia de neutrones rápidos y la consecuente disminución de neutrones térmicos con la distancia. Los resultados mostrados presentan incertidumbres relativas <0.01 en el primer cilindro y <0.39 en el cilindro ubicado en $r=46.2$ cm.

De la **Figura 4-11** podemos evidenciar que el espectro de neutrones se divide principalmente en tres partes: a la izquierda el pico de neutrones térmicos, disminuida substancialmente con la distancia al núcleo, por otra parte, a la derecha un pico rápido o relativista que aumenta con la distancia, esto es evidente debido a que solo los neutrones relativistas alcanzarán grandes distancias en el medio. Entre estos dos picos se encuentran los neutrones epitermicos, cuyo espectro se mantiene casi constante.

Una vez estudiado la distribución radial de los neutrones se estudia la distribución de los neutrones que son emitidos desde el núcleo y en dirección a la superficie de la piscina usando 14 detectores como se ilustrara en la **Figura 4-7a**.

De la **Figura 4-11** podemos evidenciar que el espectro de neutrones se divide principalmente en tres partes: a la izquierda el pico de neutrones térmicos, disminuida substancialmente con

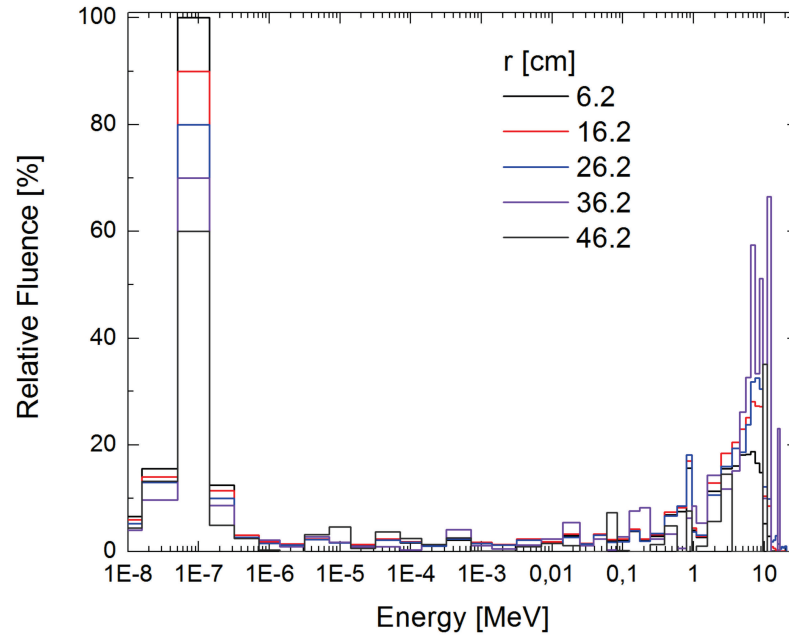


Figura 4-11: Espectro de fluencia radial de neutrones.

la distancia al núcleo, por otra parte, a la derecha un pico rápido o relativista que aumenta con la distancia, esto es evidente debido a que solo los neutrones relativistas alcanzarán grandes distancias en el medio. Entre estos dos picos se encuentran los neutrones epitermicos, cuyo espectro se mantiene casi constante.

Una vez estudiado la distribución radial de los neutrones se estudia la distribución de los neutrones que son emitidos desde el núcleo y en dirección a la superficie de la piscina usando 14 detectores como se ilustrara en la **Figura 4-7a**.

En la **Figura 4-12** se muestra el comparativo de las curvas de fluencia con barras arriba y abajo. De la figura podemos inferir que a la distancia de 21.76 cm la fluencia de neutrones aumentó ≈ 1.7 veces. Sin embargo, el flujo es rápidamente termalizado con los primeros 50 cm de moderador.

El siguiente estudio consistió en conocer el espectro de neutrones sobre el eje Z, esto, debido a que en ausencia de material reflector en esta dirección se encuentra solo medio moderador. El comparativo entre 4 puntos arbitrarios arrojó los espectros mostrados en las **Figuras 4.13a-4.13d**. De los espectros podemos observar que a medida que nos alejamos del núcleo,

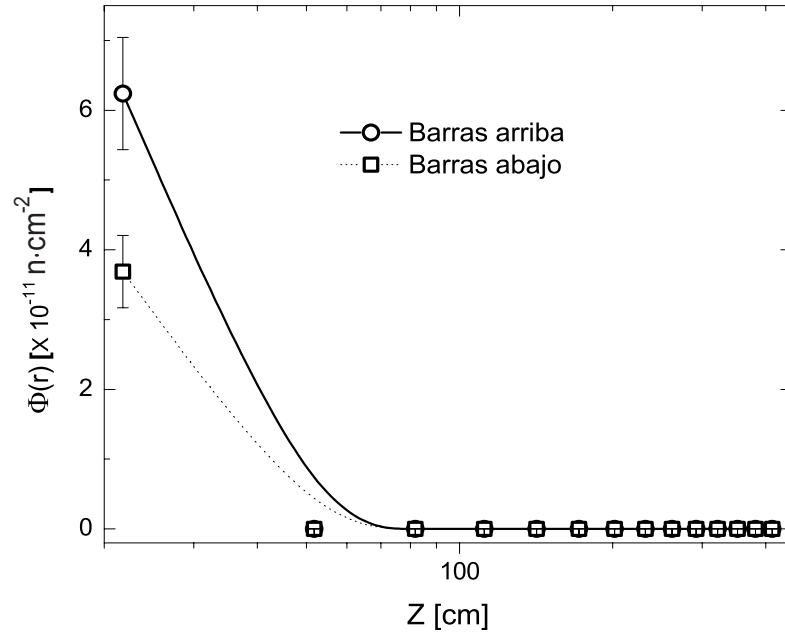


Figura 4-12: Fluencia de neutrones barras arriba y abajo.

solo los neutrones más energéticos conseguirán alcanzar grandes distancias. En el espectro 4-13a se encuentran neutrones con energías entre 1×10^{-8} MeV - 28 MeV y como era de esperarse, la mayor fluencia de neutrones son precisamente los emitidos desde la fisión, esto es neutrones de 6 MeV. En el espectro 4-13b neutrones con energías entre 5 MeV-28 MeV, en el espectro 4-13c neutrones con energías entre 15MeV - 28 MeV y en el espectro 4-13d se evidencian neutrones con energías entre 23 MeV - 28 MeV. Esto indica que solo neutrones rápidos consiguen atravesar grandes distancias dentro del moderador como era de esperarse concluyendo de esta manera que es necesario tener un detector de neutrones rápidos para obtener medidas de neutrones en estas posiciones. Además, es de anotar que el número de neutrones relativistas que emergen de la piscina es prácticamente nulo si se observa el orden de magnitud de la fluencia (10^{-43} neutrones por neutrón emitido desde la fuente).

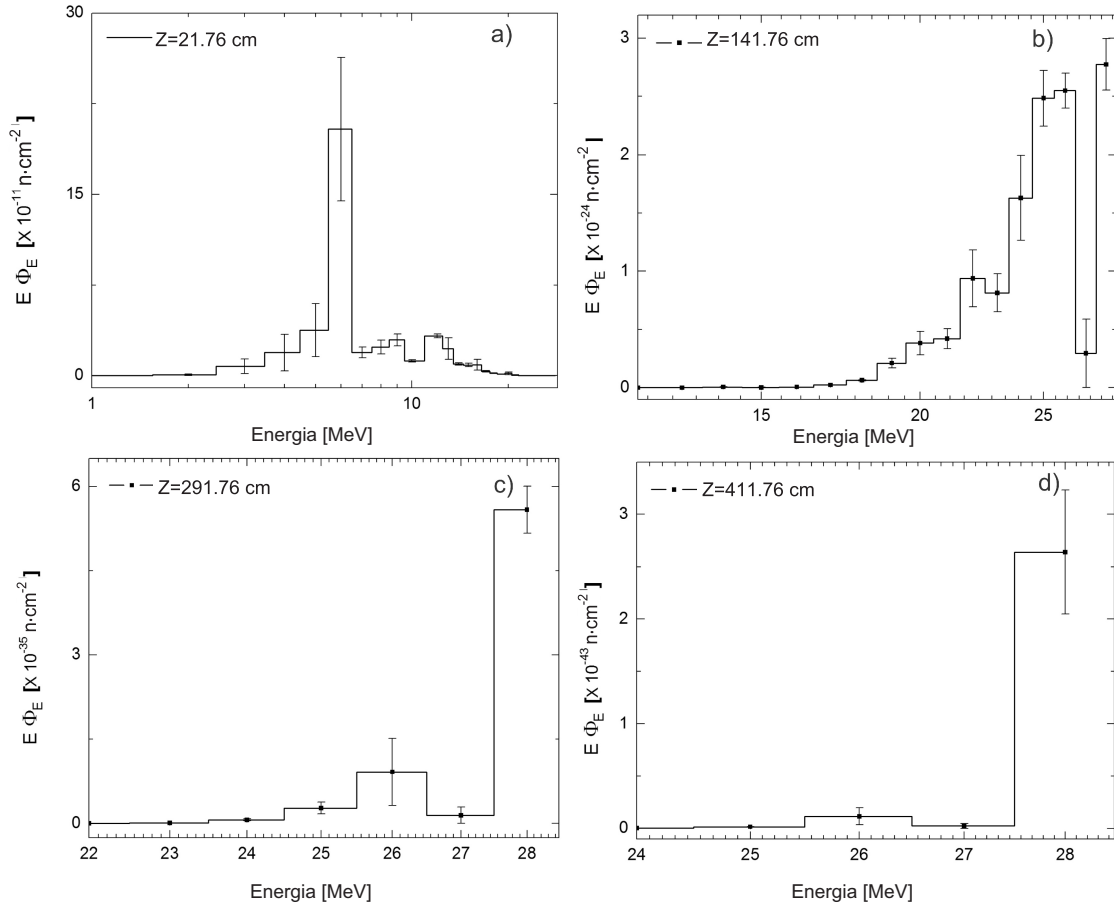


Figura 4-13: Fluencia de neutrones calculados sobre el eje Z. (a) 21.76 cm (b) 141.76 cm, (c) 291.76 cm, (d) 411.76 cm.

La distribución radial del flujo y de la dosis debida a neutrones es interesante si consideramos aspectos relativos a si el blindaje es el adecuado para contener la radiación de neutrones. Sin embargo, este solo puede ser calculado cuando se conoce el espectro de neutrones que es emitido, pues los neutrones rápidos harán pequeñas contribuciones a la dosis absorbida en cercanías al núcleo, siendo el espectro de neutrones relativistas el más importante de analizar en cuanto a protección radiológica se refiere. En la **Figura 4-14** se muestran los espectros de neutrones fuera del blindaje de concreto. De la figura se observa que el espectro es debido principalmente a neutrones rápidos como era de esperarse. Sin embargo, la probabilidad es mínima.

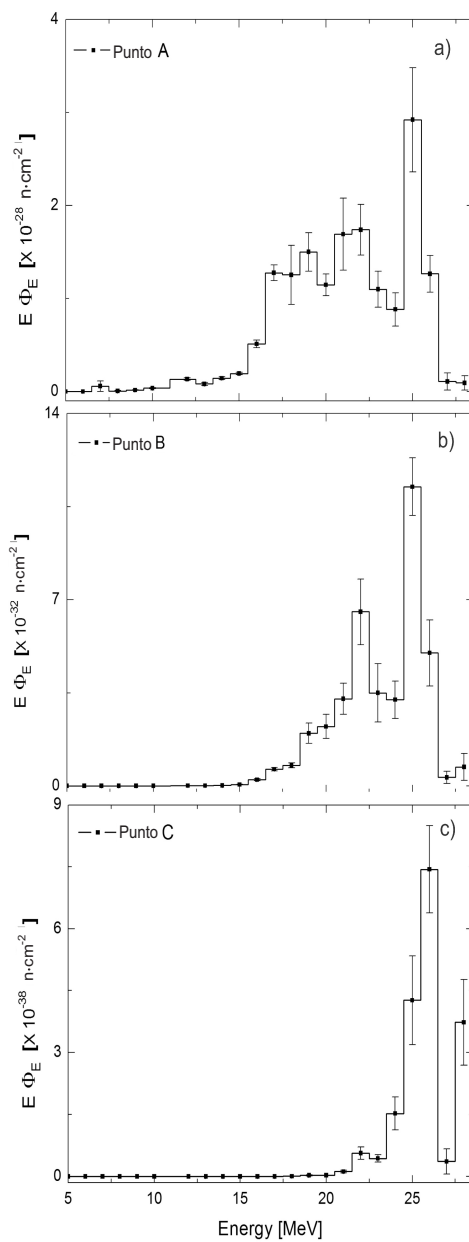


Figura 4-14: Espectro de fluencia en puntos exteriores de la instalación.

5 Conclusiones

Usando métodos de Monte Carlo fueron estimadas la fluencia de neutrones, dentro y fuera del reactor nuclear IAN-R1 de Colombia. El cálculo se realizó ubicando la fuente de PuBe, en la posición indicada inicialmente sola y posteriormente insertando el núcleo en dos posiciones: una con barras abajo y otra con barras arriba a una potencia de 20 kW. Las conclusiones más importantes son las siguientes:

- En el primer cálculo a 45 cm de la fuente, la fluencia de neutrones térmicos disminuye notablemente en ≈ 60000 órdenes de magnitud. Por otra parte, los neutrones rápidos disminuyen su fluencia en ≈ 35000 órdenes de magnitud.
- Se demuestra que el blindaje de agua es suficiente para moderar los neutrones de todas las energías que son emitidos por esta fuente de PuBe. Sin embargo, los detectores Monte Carlo usados en el cálculo registran neutrones rápidos a distancias de 226 cm de la fuente.
- Los cálculos que involucran el núcleo son de interés particular en este trabajo, dado que el reactor Nuclear de Colombia se encuentra en proceso de licenciamiento. En todos los casos se encuentra mayor fluencia de neutrones térmicos. Esto es, el moderador usado cumple con su función en lo que respecta a moderar los neutrones emitidos desde el núcleo, cuyo pico característico de mayor fluencia de neutrones térmicos se encuentran entre 1×10^{-8} MeV y 1×10^{-6} MeV.
- Dentro del núcleo la mayor cantidad de neutrones se presenta en puntos cercanos a la fuente.
- En puntos fuera del núcleo los espectros de neutrones, tienen la estructura de los neutrones de fisión. Su magnitud disminuye con la distancia respecto a la superficie

externa del reflector de grafito.

- Un comportamiento similar al de los flujos de neutrones a lo largo del radio del moderador se observa en la dosis absorbida.
- La cantidad de agua sobre el reactor es suficiente para que no existan neutrones en la superficie de la piscina del reactor.
- En el espectro 4.13a se encuentran neutrones con energías entre 1×10^{-8} - 28 MeV y como era de esperarse, la mayor fluencia de neutrones son precisamente los emitidos desde la fisión, esto es, neutrones de 6 MeV.

Bibliografía

- [1] Bakkari B., Nacir B., El Bardouni T., El Younoussi C., Merround O., Htet A., Boulaich Y., Zoubair M., Boukhal H., Chakir M. Monte Carlo modelling of TRIGA research reactor *Radiation Physics and Chemistry*.79: 1022-1030, (2010).
- [2] Caro R., Física de Reactores Nucleares. Madrid, Ediciones JEN.(1976).
- [3] Carrillo N.A., Vega Carrillo H.R. Cálculo de los espectros de neutrones de una fuente isotópica moderada. *5as Jornadas de Investigación de la UAZ, CB/UEN-10/042*. .13 p, (2009).
- [4] Fouquet D.M., Razvi J., Wittemore W.L. TRIGA research reactors: A pathway to the peaceful applications of nuclear energy. *American Nuclear Society*. 46-56, (2003).
- [5] González Puin L.X., Martínez Ovalle S.A., Vega Carrillo H.R. Espectros de neutrones producidos por fuente de ^{239}Pu Be en reactor nuclear. *Revista Ciencia en Desarrollo*.En prensa. (2014).
- [6] Huda M.Q. Computational analysis of Bangladesh 3 MW TRIGA research reactor using MCNP4C, JENDL-3.3 and ENDF/B-VI data libraries. *Annals of Nuclear Energy*. 33: 1072-1078, (2006).
- [7] Huda M.Q., Rahman M., Sarker M.M., Bhuiyan S.I. Benchmark analysis of the TRIGA MARK II research reactor using Monte Carlo techniques. *Annals of Nuclear Energy*. 31: 1299-1313, (2004).
- [8] Jacimovic R., Maucec M., Trkov A. Verification of Monte Carlo calculations of the neutron flux in the carousel channels of the TRIGA MARK II reactor, Ljubljana. *International Conference Nuclear Energy for New Europe*. (2002).

-
- [9] Khan R., Karimzadeh S., Stummer T., Bock H. Monte Carlo simulation of the thermal column and beam tube of the TRIGA Mark II research reactor. *Nuclear Engineering and Design*. 241: 2859-2864, (2011).
- [10] Khattab K., Sulieman I. Calculations of the thermal and fast neutron fluxes in the Syrian miniature neutron source reactor using the MCNP-4C code *Applied Radiation and Isotopes*. 67: 535-538, (2009).
- [11] Krane K.S. Introductory Nuclear Physics. *USA, John Wiley & Sons*.(1988).
- [12] Lamarsh J.R. Introduction to Nuclear Reactor Theory. *USA, Addison Wesley*. (1972).
- [13] Leo W.R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. *Germany, Springer Verlag*.(1994).
- [14] Martínez S.A., Barquero R., Gómez J.M., Lallena A. Neutron dose equivalent and neutron spectra in tissue for clinical linacs operating at 15, 18 and 20 MV. *Radiation Protection Dosimetry*. 143 1-14, (2011).
- [15] Pelowitz D.B. MCNPX User's Manual version 2.5.0. *Los Alamos National Laboratory*. Report LA-UR-02-2607, (2005).
- [16] Turner J.E. Atoms, Radiation, and Radiation Protection *USA, Wiley VCH*.(1995).
- [17] Vega Carrillo H.R., Torres Muhech. Low energy neutrons from a $^{239}\text{PuBe}$ isotopic neutron source inserted in moderating media *Revista Mexicana de Física*. 48(5): 405-412, (2002).
- [18] Vega Carrillo H.R., Manzanares Acuña E., Hernández Dávila V.M., Ramírez González J., Hernandez Villasana R., Chacon Ruiz A. Spectrometry and dosimetry of a neutron source. *Radiation Effects & Defects in Solids* 164(4): 218-223, (2009).
- [19] Vega Carrillo H.R. Teoría de reactores Nucleares (Saarbrücken, Germany, Editorial Académica Española). (2012).

-
- [20] Yavar A.R., Khalafi H., Kasesaz Y., Sarmani S., Yahaya R., Wood A. K., Khoo K. S. Verification of MCNP simulation of neutron flux parameters at TRIGA MK II reactor of Malaysia. *Applied Radiation and Isotopes*.70: 2488-293, (2012).
- [21] Zachary R. Neutron flux and energy characterization of a plutonium-beryllium isotopic neutron source by Monte Carlo simulation with verification by neutron activation analysis UNL . *Theses/Dissertations/Professional Papers/Capstones Paper 900*. (2010).